

**Erzeugung und Kurzzeitdiagnostik
konzentrischer Nichtgleichgewichtsplasmen für
einen Ionenstrahler mit hohem Richtstrahlwert**

**Inaugural-Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde
(Dr. rer. nat.)
im Fachbereich Physik
der Freien Universität Berlin**

**vorgelegt von
Hans-Diethelm Woköck
aus Königsberg (Pr.)**

1973



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543104_0020

**Erzeugung und Kurzzeitdiagnostik
konzentrischer Nichtgleichgewichtsplasmen für
einen Ionenstrahler mit hohem Richtstrahlwert**

**Inaugural-Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde
(Dr. rer. nat.)
im Fachbereich Physik
der Freien Universität Berlin**

**vorgelegt von
Hans-Diethelm Woköck
aus Königsberg (Pr.)**

Tag der mündlichen Prüfung: 2. Juli 1973

1. Berichter: Prof. Dr. E. Ruska
2. Berichter: Prof. Dr. E. Schmidt
3. Berichter: Prof. Dr. T. Törring



I n h a l t

<u>1. Einführung und Übersicht</u>	1
<u>2. Erzeugung eines Plasmas mit konzentrischer Ladungsträgerströmung</u>	2
2.1 Aufgabe: Erzeugung eines intensiven energiehomogenen Ionenstrahls	2
2.2 Typ der Entladung	3
2.3 Konstruktion des Ionenstrahlers	7
<u>3. Theorie des konzentrischen Plasmas</u>	10
3.1 Theorie der Streuung eines Ladungsträgerstrahls im Plasma	10
3.2 Fernwechselwirkung eines Teichens mit dem Plasma	12
3.3 Stabilität des Plasmas	13
<u>4. Diagnostik des Plasmas</u>	20
4.1 Grundlagen der Plasmadiagnostik mittels Sonde	20
4.2 Prinzip der entwickelten Plasmadiagnostik mit gepulster Sonde	24
4.3 Störung des Plasmas durch die Sonde und deren Betriebsart	33
<u>5. Vorbereitende Experimente</u>	37
5.1 Das Diagrammschema des Plasmaanalysators mit gepulster Sonde	37
5.2 Elektronendichteeichung mittels virtueller Kathode	39
5.3 Dimensionierung des Elektronenstrahlsystems der Ionenquelle	42
<u>6. Messungen im Argonplasma, Diskussion der Ergebnisse</u>	48
6.1 Verhalten primärer Elektronen im Plasma	48
6.2 Energieverteilung der Plasmaelektronen	51
6.3 Anregungsquerschnitte und die Messung des Plasmapotentials	53
6.4 Elektronenkanal im Tetrodenplasma	55

6.5	Energieanalyse des Ionenstrahls	56
6.6	Kennwerte des mit Argon betriebenen Ionenstrahlers im Tetrodenbetrieb	57
6.7	Kritik an der entwickelten Plasmadiagnostik mit gepulster Sonde und der entwickelten Ring- kathode mit Verbesserungsvorschlägen	60
<u>7.</u>	<u>Zusammenfassung</u>	61
	Literaturverzeichnis	63
	Verzeichnis der Abbildungen	65

1. Einführung und Übersicht

Seit dem Beginn der Entwicklung des Elektronenmikroskops durch Knoll und Ruska [1] war man bemüht, auch den Vorteil der kleineren de Broglie-Wellenlänge von Ionen bei der Abbildung zu nützen. In der Massenspektroskopie kombinierten Ewald und Hintenberger [2] Richtungs- und Geschwindigkeitsfokussierung, um eine der Elektronenstrahlbündelung vergleichbare Ionenstrahlbündelung zu erzielen. Ionendurchstrahlungsmikroskope haben sich wegen der präparatschädigenden Eigenschaft der Ionen nicht durchsetzen können. Ein Ionen-Spiegelmikroskop könnte aber Bedeutung erlangen, weil das Prinzip die Präparatschädigung verhindert.

Außer der Anwendung von Ionenstrahlern zur Präparatätzung, Kristallanalyse [3], der Auslösung von Sekundärelektronen und Sekundärionen aus Festkörperoberflächen wird die Anwendung von Ionenstrahlern zur Ionenimplantation in Halbleitern Fortschritte bringen. Dabei könnte ein Ionenstrahler nach einem programmierten Scanningverfahren größere Schaltungen sogar dreidimensional (buried layers) in einen Kristall schreiben. Alle genannten Beispiele setzen aber die Existenz von Ionenstrahlern voraus, die bezüglich ihrer Stromdichte in größerem Bereich regel- und steuerbar sind, die es aber bisher nicht gibt.

In dem in dieser Arbeit entwickelten Ionenstrahler kann durch konzentrisch in das Gas eingeschossene Elektronen, deren Geschwindigkeit und Stromstärke variiert werden kann, ein Plasma bis zu Drucken von einigen Torr (bei Wasserstoff) erzeugt werden, bevor eine selbständige Entladung zündet. Dadurch überdeckt der erzielte Bereich steuerbarer Plasmadichten den aller bisher bekannten Niederdruck-Ionenquellen.

Von allgemeinerem Interesse könnte das durch gleichzeitige Elektronen- und Ionenrückspiegelung erzeugte Plasma mit großem radialen Dichtegradienten in einer Kugellentladung sein.

Da für eine umfassende Sondendiagnostik, insbesondere der Relaxationsphänomene [4] dieses Plasmas kein Verfahren bekannt war, ist ein Hybridprozeßrechner zur automatisch auswertenden Kurzzeitdiagnostik entwickelt worden. Die bereits während des Messens neben Plasmapotential, Elektronendichte und Ionensättigungsstrom

auf den Oszillographen gegebene Elektronenenergieverteilung gestattet eine Kontrolle des Meßvorgangs und daher die richtige Einstellung des Sondenpotentialbereichs, was für fehlerfreie Messungen in Nichtgleichgewichtsplasmen notwendig ist. Dieses Gerät wurde außerdem zur Gegenfeld-Energieanalyse des abgesaugten Ionenstrahls eingesetzt.

Die folgende Arbeit besteht daher aus drei Teilen, deren erster das Prinzip der Plasmaerzeugung beschreibt. Die Darstellung der angewendeten Plasmadiagnostik sowie die nötigen Grundlagen dazu sind Inhalt des zweiten Teils. Der dritte Teil gibt die aus der Plasmadiagnostik und der Ionenstrahlanalyse gewonnenen Kenndaten der Ionenquelle wieder.

2. Erzeugung eines Plasmas mit konzentrischer Ladungsträgerströmung

Die Ionisierung von Atomen und Molekülen ist im Prinzip durch jede inelastische Wechselwirkung mit Elementarteilchen möglich, deren Energie zur stufenweisen oder vollen Ionisierung ausreicht. Die Photoionisierung gewinnt erst in letzter Zeit durch den Einsatz leistungsstarker Laser mit Frequenzvervielfachung durch nichtlineare Optik an Interesse. Im Unterschied zur thermischen Ionisierung wird in elektrischen Entladungen die innere Energie eines Gases durch Beschleunigung geladener Teilchen in Feldrichtung erhöht. Die Anisotropie solcher elektrisch erzeugten Nichtgleichgewichtsplasmen gibt im Gegensatz zu thermisch erzeugten Gleichgewichtsplasmen den Ansatz zum Studium der Wechselwirkungen der Plasmateilchen und der Beeinflußbarkeit des Plasmas.

2.1 Aufgabe: Erzeugung eines intensiven, energiehomogenen Ionenstrahls

Für die Bündelung eines Teilchenstrahls und damit für die Auflösung von Spektrographen und Mikroskopen ist die Größe des Richtstrahlwertes [5] $R = j/\Omega$ entscheidend, d.h. die auf den durchstrahlten Raumwinkel Ω bezogene Strahlstromdichte j . Für gute Leistungen solcher Geräte ist ein möglichst wenig divergenter stromstarker Strahl monoenergetischer Ladungsträger erforderlich; analog einer monochromatischen ebenen Welle großer Intensität in der Lichtoptik, z.B. beim Laser.

In einer Anordnung mit ebener Emissionsfläche und anschließend dem homogenen Beschleunigungsfeld ist:

$$R = \frac{j_{em}}{\pi \alpha^2} = \frac{j_{em}}{\pi} \cdot \frac{U_B}{U_{rad}} = \frac{U_B}{\pi} Y_{em} \quad (1)$$

wobei j_{em} die Emissionsstromdichte bedeutet und $\pi \alpha^2$ für kleine Raumwinkel steht. Der kleine Winkel α kann dabei durch das Verhältnis $(U_{rad}/U_B)^{1/2}$, d.h. Radial- zu Axialgeschwindigkeit der Strahlionen ersetzt werden. Die Ionenquelle wird dann durch die Größe

$$Y_{em} = \frac{j_{em}}{U_{rad}}, \quad (2)$$

dem Emissionsleitwert, charakterisiert.

Die Emissionsstromdichte j_{em} der Ionenquelle ist gleich der Stromdichte der aus dem noch feldfreien Plasma in das angrenzende Beschleunigungsfeld diffundierenden Ionen. Alle Kraftlinien des Beschleunigungsfeldes enden an den extrahierten Trägern (Langmuir'sche Theorie der Sondenextraktion).

Es ist:

$$j_{em} = \rho \ell \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}}$$

(ρ, m, T sind Teilchendichte, Masse und Temperatur der Ionen). Mit der wahrscheinlichsten Startenergie thermisch emittierter Ionen $eU = kT$ ist der Emissionsleitwert des emittierenden Plasmas demnach

$$Y_{em} = \frac{\ell^2 \rho}{\sqrt{2\pi m kT}}$$

Wenn also ein Ionenstrahl von hohem Richtstrahlwert erzeugt werden soll, muß eine große Ionendichte bei möglichst niedriger Iontemperatur erzeugt werden.

2.2 Typ der Entladung

Für die Erzeugung dichter, relativ "kalter" Plasmen in einer Ionenquelle schien es bisher offenbar als unvermeidlich, eine Bogenentladung zu wählen [6], die sich in Diodensystemen bei hohen Gasdrücken naturgemäß einstellen muß. Das hierbei extrem dicht vor die Kathode diffundierende Bogenplasma ist fast isotherm und bewirkt eine unerwünscht schnelle Zerstörung der Kathode durch starke Erhitzung.

Bei der nachfolgend beschriebenen Form einer Ionenquelle (vgl. Fig. 2) mit radialer Ladungsträgerströmung läßt sich im Zentrum eine sehr hohe Plasmadichte erzielen, solange die Relaxationsstrecke der Ladungsträger noch groß gegen den Plasmadurchmesser ist. Mit weiter zunehmender Plasmadichte werden schließlich alle eingeschossenen Ladungsträger in das thermodynamische Gleichgewicht

des Plasmas eingeordnet und verlassen dann das Plasma in allen Richtungen mit der ambipolaren Diffusionsstromdichte der Ionen (I_0)

$$j_{amb} = \mp e D_{amb} \text{ grad } g_{I_0, El} \quad \text{bzw. der Elektronen (El).}$$

Dieser Ladungsträgerverlust wächst stark an, weil erstens die eingeschossenen Ladungsträger das Plasma zunehmend aufheizen und der Diffusionskoeffizient D_{amb} mit $\sqrt{T}$ wächst ($g_{I_0, El} = \text{const}$). Zweitens führt der erwünschte hohe Gradient $g_{I_0, El}$ gleichfalls zu hohem Ladungsträgerverlust und zu einer räumlichen Aufweitung des Plasmas, was hier durch eine zusätzliche Potentialschranke verhindert wird. Deshalb wurde für die Ionenquelle dieser Arbeit folgende Elektrodenanordnung gewählt (Fig. 1):

Der von der außenliegenden Kathode K durch die Anode A abgesaugte Elektronenstrom wird auf die Mitte der Anordnung konzentriert [7], so daß die räumliche Dichte der durch Elektronenstoß erzeugten positiven Ionen hier am größten ist. Die räumliche Dichte der durch Anlagerung langsamer Elektronen erzeugten negativen Ionen ist vernachlässigbar klein. Daher sind im folgenden unter "Ionen" stets positiv geladene Ionen zu verstehen.

Da die innenliegende Plasmaanode P ein - bezogen auf Kathodenpotential - niedrigeres Potential als die Anode hat, ergeben sich außerdem im einzelnen folgende Vorteile der Anordnung:

1. Die eingeschossenen Elektronen können auf ihren maximalen Ionisierungsquerschnitt im Plasma abgebremst werden (ca. 100 eV für A, H).
2. Zur Erzielung eines genügend starken Elektronenstromes von der Kathode kann das Anodenpotential hoch gewählt werden.
3. Die Überhöhung der Elektronenenergie vermindert die Ionisierungswahrscheinlichkeit außerhalb der Plasmaanode.
4. In dem starken Feld zwischen Anode und Plasmaanode (bis 10^6 V/m) wird die ambipolare Diffusion aufgespalten, so daß die Ionen ins Plasma zurückgespiegelt werden.
5. Schnelle, der Ionisierung fähige Elektronen aus dem Plasma werden kurz vor der Kathode gespiegelt und wie die von der Kathode emittierten Elektronen wieder auf das Plasma im Zentrum konzentriert.

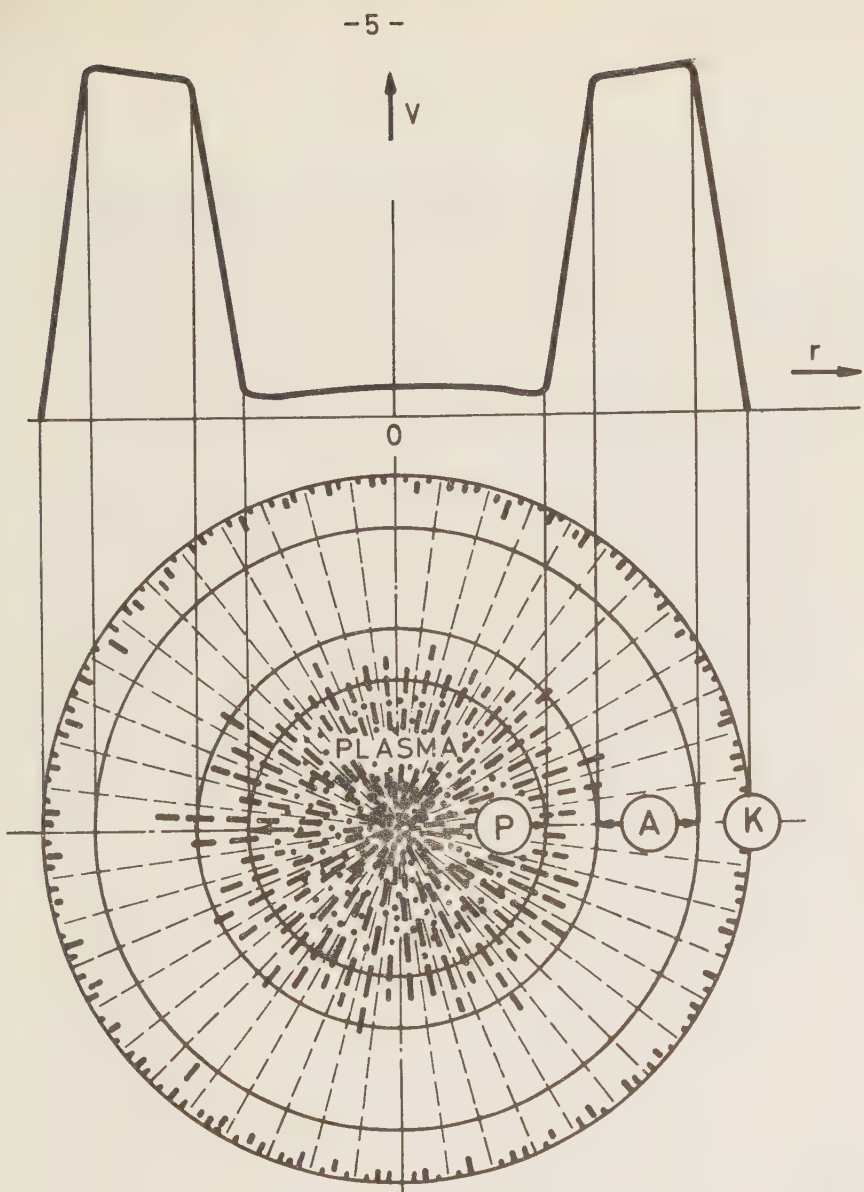


Fig.1: Prinzip der konzentrischen Entladung mit radialem Potentialverlauf

positive Ionen - - - - -
Elektronen

Die gleichgerichtete Spiegelung von Elektronen und Ionen ergibt einen Strahl entgegengesetzt gepolter Ladungsträger auf das Plasma. Die Anordnung wirkt als elektrischer Spiegel für alle Ladungsträger des Plasmas (Elektrischer Plasmaspiegel).

6. Die langsamen, und deshalb der Rekombination fähigeren Elektronen werden von der Anode eingefangen. Damit wächst der Ionisationsgrad dieses Nichtgleichgewichtsplasmas. Hiermit wirkt die Anordnung als Energiefilter der Plasmaelektronen.
7. Ein auf die Kathode zerstörend einwirkender Ionenstrom aus dem Plasma wird verhindert.
8. Mit der Unterdrückung des Ionenstroms auf die Kathode wird das unerwünschte Zünden einer Niedervoltentladung verhindert.
9. Durch die Abschirmung der Kathode von dem Plasma bleibt die Entladung bis zu hohen Entladungsdrücken steuerbar.
Es sind daher Plasmadichten kontinuierlich einstellbar, deren Bereich größer ist als der aller bekannten Niederdruck-Ionenquellen ($10^{12} \leq p \leq 10^{19} \text{ m}^{-3}$).
10. Die in Richtung auf das Plasmazentrum strömenden schnellen Ionen werden in Plasmawellen monochromatisiert, die sie selbst erzeugen.

2.3 Konstruktion des Ionenstrahlers

Die technische Realisierung von konzentrischen Kugel- und Ringentladungen gemäß Fig. 1 ist schwierig, so daß möglicherweise allein aus diesem Grund entsprechend ausgeführte Elektronenanordnungen bisher nicht bekannt wurden. Für grundlegende Experimente wurde deshalb zuerst die technisch einfachere Lösung der konzentrischen Ringentladung gewählt. Aus dem vereinfachten Schema der Konstruktion^{*)} in Fig. 2 ist zu ersehen, daß die Entladung ohne Hindernisse (Netzelektroden, Halterungen usw.) in einer Ebene stattfindet. Mit Ausnahme der Kathode besteht jede Elektrode aus jeweils völlig getrennten oberen und unteren Teilen, die zusammen zentriert in ihre Halterungen geschraubt Ringspalte bilden, welche alle in derselben Ebene liegen. Die ähnlich Zwiebelschalen ineinandergefügteten Elektroden haben an jeder Stelle einen Abstand von 1 mm voneinander. Daher werden dem Paaschen'schen Gesetz zufolge unerwünschte Nebenentladungen verhindert. Der radial nach innen beschleunigte Elektronenstrahl geht von der Kathode K aus und passiert der Reihe nach folgende Spalte: Wehneltspalt (0,5 mm), Anodenspalt (0,6 mm) und den Spalt der Plasmaanode (1,0 mm). Für die gute Bündelung und daher verlustlose Führung des Elektronenflachstrahls ins Zentrum ist die Existenz einer kreisrunden im Wehneltspalt genau zentrierten Ringkathode mit glatter Oberfläche Voraussetzung. Es ist daher eine gegen Vergiftungen kaum anfällige, direkt geheizte Präzisions-Ringkathode aus Wolfram gemäß Fig. 3 entwickelt worden. Dem Ring aus 0,2 mm starkem Wolframblech wird der Heizstrom über vier symmetrisch tangential angeschweißte Heizfahnen aus Wolframblech von gleichem Querschnitt zugeführt. Gegenüberliegende Fahnen haben dabei gleiches Potential (Einphasenspeisung). Bei Erwärmung behält die Kathode ihre Kreisform, weil die ebenfalls erwärmten Heizfahnen ein kleines radiales Widerstandsmoment haben. Die Längsausdehnung der Fahnen nimmt der Kathodenring durch eine belanglose Drehung um seine Achse auf. Alle übrigen Elektroden sind aus Edelstahl gefertigt, welche sich im Betrieb gleichmäßig auf maximal 700° C erwärmen (Hohlraumstrahlung) und somit gut ausgeheizt werden. Die Wärme wird mit den kreisringförmigen Elektrodenhalterungen über ein wassergekühltes Ölbad nach außen abgeführt. Der obere Teil der Plasmaanode P ist ein Rohr,

^{*)} siehe auch Bild 1 des Versuchsaufbaus, Seite 8

durch das die Sonde sowie das Gas in den Entladungsraum geführt werden. Der untere Teil der Plasmaanode ragt mit seiner Emissionsöffnung (0,4 mm $\varnothing$) kegelförmig in das Plasma und ist gleichzeitig die Anode des Ionenbeschleunigungssystems.

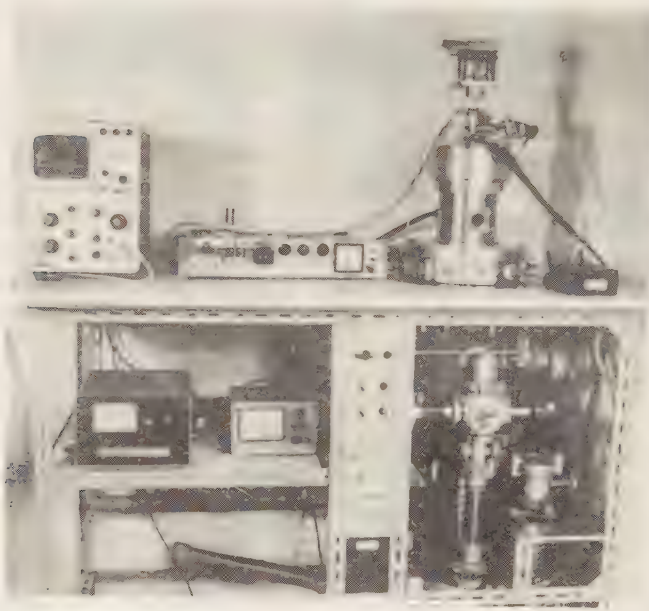


Bild 1

Gesamtansicht des Versuchsaufbaus mit dem Pumpstand, bestehend aus einer Öldiffusionspumpe (1000 Liter/sec), einer Ölboosterpumpe und einer doppelstufigen Drehschieberpumpe (Leybold D 12). Auf dem Pumpflansch (rechts oben): der Ionenstrahler mit oben aufgesetztem feinmechanischem Getriebe zur automatischen schrittweisen Sondenbewegung in axialer Richtung (radial verstellbar).

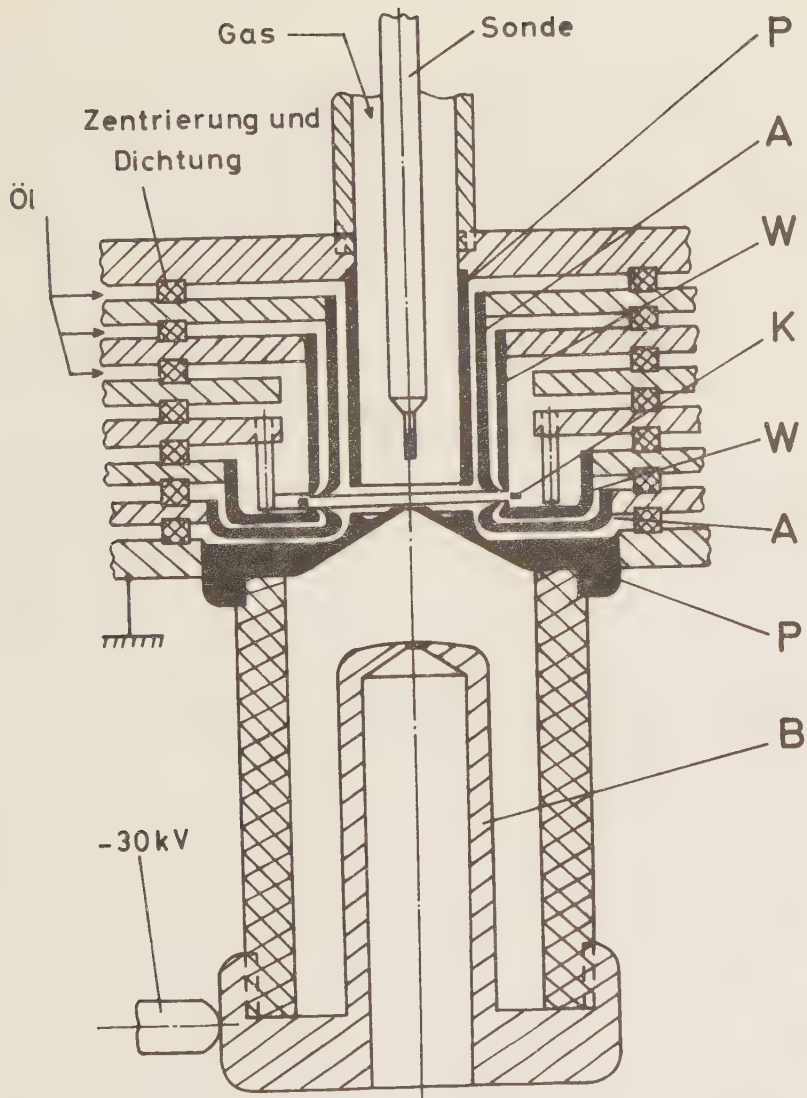


Fig.2: Ionenstrahler (schematisch)
 A: Anode, B: Beschleunigungselektrode,
 K: Kathode, P: Plasmaanode,
 W: Wehnelt elektrode

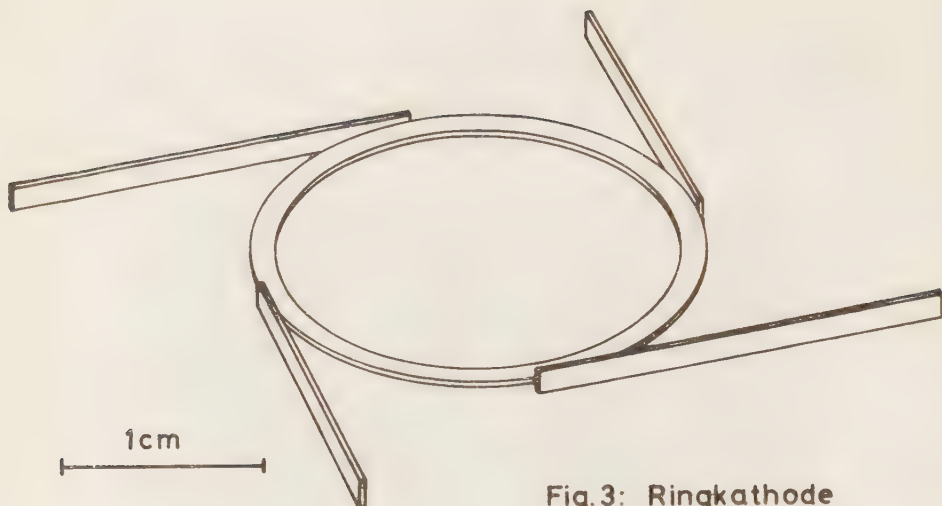


Fig.3: Ringkathode

3. Theorie des konzentrischen Plasmas

3.1 Theorie der Streuung eines Ladungsträgerstrahls im Plasma

Die vorstehend beschriebene Vorstellung über die Form der Entladung in der Ionenquelle dieser Arbeit (elektrische Plasmakonzentration) ist richtig, solange die auf das Plasma gerichteten Elektronen- und Ionenstrahlen das Zentrum noch erreichen. Eine exakte Berechnung der Reichweite von Ladungsträgerstrahlen in einem gegebenen Plasma ist aber z.Z. noch nicht möglich, da genaue experimentelle Überprüfungen vorhandener Theorien noch fehlen. Die Ionenquelle dieser Arbeit stellt zusammen mit der nachfolgend (Abschnitt 4) beschriebenen Sondendiagnostik einen geeigneten Versuchsaufbau dar, der es gestattet, zugleich mit der Durchmessung der Ionenquelle diese Relaxationsphänomene zu untersuchen. Aus dem Vergleich experimenteller Ergebnisse dieser Arbeit mit den nachfolgend erläuterten Theorien kann auf das zutreffende Modell der Ladungsträgerstreuung im Plasma später (Abschnitt 5) rückgeschlossen werden.

Die Schwierigkeit bei der Berechnung von Streuquerschnitten geladener Teilchen wird durch das mit $1/r$ abnehmende und daher unendlich weitreichende Coulombfeld der Teilchen verursacht. Die Folge ist, daß das der kinetischen Theorie (ohne Coulomb-Felder) zugrundeliegende Stoßintegral der Boltzmann-Gleichung (3) nicht konvergiert.

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + s\right) f = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{Stöße}} = \int d\vec{v}_1 \int d\vec{g} \, \sigma [f' f'_1 - f f_1] \quad (3)$$

Hier ist die zeitlich sowie durch den Strömungsoperator

$$s = \vec{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}} + \frac{\vec{K}}{m} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{v}}$$

bewirkte Änderung einer Verteilung f gleich der zeitlichen Änderung durch Stöße. Es sind m , $\vec{v}$, $\vec{r}$ Masse, Geschwindigkeit und Ort der Teilchen sowie $\vec{K}$ eine durch äußere Felder bewirkte Kraft auf die Teilchen. Unter dem Integral sind f und f_1 die Verteilungen der gestoßenen und stoßenden Teilchen vor dem Stoß sowie f' und f'_1 dieselben nach dem Stoß. Ferner ist $\vec{g} = \vec{v} - \vec{v}_1$ die Relativgeschwindigkeit zweier wechselwirkender Teilchen und $\sigma d\Omega$ der differentielle Streuquerschnitt.

Eine Näherung ist möglich, wenn man das Coulomb-Potential analog dem Yukawa-Potential der Kernkräfte abschneidet:

$$V(r) \sim \frac{1}{r} e^{-\frac{r}{\lambda_D}}$$

λ_D ist ein aus der Theorie der Elektrolyte (Debye und Hückel) bekanntes Maß für den Abschirmradius einer Elementarentladung durch einen Überschuß entgegengesetzt geladener Teilchen in ihrer Umgebung. Die Debye-Länge

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_{E1}}{\rho_{E1} e^2}} = 69 \sqrt{\frac{T_{E1}}{\rho_{E1}}}$$

ist näherungsweise abhängig von der Temperatur T_{E1} und der Dichte ρ_{E1} der beweglicheren Elektronen und dient allgemein zur Abschätzung, wie weit entfernt eine Störung im Plasma wirkt. Für den Fall des statistischen Zusammentreffens mehrerer Teilchen gleicher Ladung

wird die Reichweite des Feldes entsprechend ihrer Anzahl größer sein. Solche Mikrofelder, die statistisch nach Betrag und Richtung schwanken, erzeugen das Rauschspektrum des Plasmas. Werden Plasmaschwingungen z.B. durch Rundfunkwellen oder einen Ladungsträgerstrahl angeregt, dann schwankt die Ionendichte oder die Elektronendichte örtlich und zeitlich periodisch. Bei Plasmaschwingungen treten kohärent mehrere Ladungsträger gleichen Vorzeichens in kollektive Wechselwirkung mit dem umgebenden Plasma, wodurch die Elektronenwelle gedämpft wird. Grundlage dieser Theorie kollektiver Wechselwirkungen ist die Vlassow-Gleichung, welche unter Vernachlässigung des Stoßtherms aus der Boltzmann-Gleichung hervorgeht. Diese Näherung ist zulässig, da die elastische Fernwechselwirkung von Ladungsträgern im Plasma direkte Stöße um Zehnerpotenzen überwiegt [8]. Anstelle der mittleren freien Weglänge (Zweierstöße) sind nach dem Modell der Fernwechselwirkung Relaxationsstrecken definiert.

3.2 Fernwechselwirkung eines Teilchens mit dem Plasma

Ein in das Plasma eingeschossener Ladungsträger erfährt gleichzeitig und zeitlich hintereinander eine Reihe von Impulsänderungen Δp_r durch entferntere Ladungsträger im Plasma:

$$\Delta p = \sum_r \Delta p_r$$

Während das arithmetische Mittel im isotropen Plasma verschwindet, ist das quadratische Mittel:

$$\overline{(\Delta p_r)^2} > 0$$

Spitzer [8] hat eine Relaxationsstrecke definiert, bei der sich die Impulse durch Fernwechselwirkung zur Größe des ursprünglichen Impulses P_0 des eingeschossenen Teilchens aufsummiert haben:

$$\sum_r \overline{(\Delta p_r)^2} = P_0$$

das entspricht z.B. einer Streuung des eingeschossenen Ladungsträgers um den Winkel $\pi/2$.

Man erhält Relaxationsstrecken für den besonders interessanten Fall der Wechselwirkung von Ladungsträgern gleicher Masse unter sich:

$$\lambda_R = \frac{11,4 \sqrt{A} T^{3/2}}{g Z^4 L_n \Lambda} \cdot v_0 \quad [m] \quad (3)$$

(A, g, Z sind Atomgewicht, Teilchendichte und Zahl der Elementarladungen der Teilchen; v_0 die Anfangsgeschwindigkeit des eingeschossenen Teilchens).

Λ ist mit der Debyelänge λ_D und dem kleinsten Abstand der Ladungsträger bei zentralem Stoß $r_{\min}$ definiert als

$$\Lambda = \frac{2 \lambda_D}{r_{\min}}$$

Ein Vergleich errechneter Relaxationszeiten ergibt näherungsweise eine $1836 \times A$ größere Zeit für die Elektronen-Ion-Wechselwirkung gegenüber Elektronen untereinander.

3.3 Stabilität des Plasmas

Zur Berechnung der Wechselwirkung eines Trägerstrahls mit dem Plasma können neben mikroskopischen Betrachtungen auch folgende makroskopische Betrachtungen den Ausgangspunkt bilden. Grundlage sind die hydrodynamischen Gleichungen des Plasmas, welche man einerseits aus der Boltzmann-Gleichung durch Mittelung und der Verwendung der Maxwell-Gleichungen sowie der Thermodynamik erhält. Andererseits kann man von den Gleichungen der phänomenologischen Hydrodynamik direkt ausgehen, indem man auch elektrische Kräfte zuläßt:

Das Plasma sei als unendlich ausgedehnte Flüssigkeit aufgefaßt und bestehe aus r differenzierbaren Strömungen

der Geschwindigkeit	$V = v + \tilde{v}$
der Dichte	$\rho_r = \rho_r + \tilde{\rho}_r$
und dem Druck	$p_r = p_r + \tilde{p}_r$

parallel einer vorgegebenen x-Richtung, zusammengesetzt aus einem stationären Teil und einer zeitlich sowie räumlich differenzierbaren Störung.

Man erhält folgende linearisierte Grundgleichungen der Plasma-Hydrodynamik [9] :

Die Euler'sche Strömungsgleichung

$$\frac{\partial \tilde{v}_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial \tilde{v}_r}{\partial x} + \frac{1}{m_r \rho_r} \frac{\partial \tilde{p}_r}{\partial x} = \frac{e}{m_r} \tilde{E} \quad (4)$$

die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial \rho_r}{\partial x} + \rho_r \frac{\partial \tilde{v}_r}{\partial x} = 0 \quad (5)$$

und die Druckgradientengleichung aus der Zustandsgleichung idealer Gase

$$\frac{\partial \tilde{p}_r}{\partial x} = 3 k T_r \frac{\partial \rho_r}{\partial x} \quad (6)$$

Die Linearisierung, d.h. die Unterdrückung von Differentialquotienten höherer Ordnung ist einer Vernachlässigung turbulenter Strömungen äquivalent.

Aus dem Lösungsansatz für das Gleichungssystem (4), (5), (6) der Störung des stationären Zustandes in Form einer monochromatischen ebenen Welle

$$\text{Exp. } [i(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega t)]$$

ergibt sich $\frac{\partial}{\partial t} = -i\omega$ und $\frac{\partial}{\partial x} = ik$. So erhält man mit (5) und (6) aus der Euler-Gleichung (4) eine Beziehung für die Störung der elektrischen Feldstärke der Form

$$\tilde{E} = \tilde{E}(\tilde{\rho}_r) \quad (7)$$

Eine ähnliche Beziehung dieser Art stellt außerdem die Poisson-Gleichung

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon_0} \sum_r \rho_r \quad (8)$$

dar. Die Verträglichkeit von (7) und (8), d.h. die lineare Abhängigkeit beider Gleichungen, ist dem Verschwinden ihrer Determinante

identisch. Dies ist zugleich die Bedingung, aus der man eine Abhängigkeit des Wellenvektors $\vec{k}$ von der Kreisfrequenz ω der Plasmaschwingungen, die Dispersionsrelation erhält:

$$k^2 = \sum_r \frac{\omega_r^2}{\left(\frac{\omega}{|\vec{k}|} - v_r\right)^2 - c_r^2} \quad (9)$$

Im einzelnen ist: $\omega_r = \sqrt{\frac{\rho_r \ell^2}{\epsilon_0 m_r}}$

die Kreisfrequenz der r -Komponente,

$$c_r = \sqrt{\frac{3 k T_r}{m_r}}$$

die thermische Geschwindigkeit der r -Komponente

und $\frac{\omega}{|\vec{k}|}$

die Phasengeschwindigkeit der Plasmawelle.

Das hydrodynamische Plasmamodell gilt nur für Teilchenabstände, die genügend klein gegen die Debye-Länge λ_D sind. Das ist beim vorliegenden Plasma für Teilchendichten von $(10^{12} \leq \rho \leq 10^{19}) \text{ m}^{-3}$ und Temperaturen $T_e > 10^4 \text{ °K}$ praktisch der Fall.

Für das ruhende Plasma im Zentrum der Elektrodenanordnung ist

$$v_r = 0, \quad c = c_{\text{Elpl}} \quad \text{und} \quad \omega_r = \omega_{\text{Elpl}} \quad (\text{Index Elpl steht für Elektronen des Plasmas})$$

und für den eingeschossenen 'monoenergetischen' Elektronenstrahl

$$v = v_{\text{Elst}}, \quad c_r \approx 0 \quad \text{und} \quad \omega_r = \omega_{\text{Elst}} \quad (\text{Index Elst für Elektronen des Strahls}).$$

Man erhält aus (9) die spezielle Dispersionsrelation für das mit Elektronen durchstrahlte Plasma ohne Strahlüberkreuzung:

$$k^2 = \frac{\omega_{\text{Elpl}}^2}{\left(\frac{\omega}{|\vec{k}|} - v_{\text{Elpl}}\right)^2} + \frac{\omega_{\text{Elst}}^2}{\left(\frac{\omega}{|\vec{k}|} - v_{\text{Elst}}\right)^2} \quad (10)$$

Die Plasmaionen sind dabei als träger homogener Hintergrund vorausgesetzt.

Die Variablen ω und k können reelle und komplexe Werte annehmen, solange (10) erfüllt ist. Gehören dabei reelle $\vec{k}$ zu komplexen ω

mit $\text{Im } \omega > 0$, dann wächst die Störung U z.B. der Form

$$U = \hat{U} \exp. i (\vec{k} \vec{x} - \omega t)$$

zeitlich an. Praktisch sind Störfelder im Plasma allein in Form des Rauschens immer vorhanden.

Es sind zwei Arten der Instabilität voneinander zu unterscheiden [10] :

- a) Wächst die Störampplitude an einem festen Ort im Plasma "unbeschränkt" mit der Zeit, dann ist das System absolut instabil und kann als Oszillator verwendet werden.
- b) Bleibt hingegen die Amplitude beschränkt, oder klingt sie ab, dann liegt eine konvektive Instabilität vor, d.g. die Störung wird mit dem Strahl durch das Plasma und aus ihm hinausgetragen (Verstärkerfunktion).

Die Dispersionsgleichung (10) des vorliegenden Nichtgleichgewichtsplasmas ohne Strahlüberkreuzung im Zentrum ist graphisch darstellbar (Fig. 4). Daher kann vorhergesagt werden, welche Arten der Instabilität zu erwarten sind:

Man erkennt einen Frequenzbereich ($\omega_{\text{Elpl}} \leq \omega \leq \omega'$), dessen Werte mit komplexem k korrespondieren; und umgekehrt: reelle Werte aus ($0 \leq \vec{k} \leq \vec{k}'$) mit komplexem ω . Nach Akhiezer (10) ist damit eine konvektive Instabilität gekennzeichnet. Die untere Grenze des Frequenzintervalls ist durch die Eccles'sche Beziehung für den Berechnungsindex N des Plasmas gegeben:

$$N^2 = 1 - \frac{\omega_{\text{Elpl}}}{\omega^2} \quad (11)$$

derzufolge transversale elektromagnetische Wellen im Plasma nur mit $\omega > \omega_{\text{Elpl}}$ existieren können. Die niedrigste Frequenz (Langmuir-Frequenz) ist aber

zum Beispiel: $\omega_{\text{Elpl}} = 6 \text{ GHz}$ bei $\rho_{\text{El}} = 10^{16} \text{ m}^{-3}$

Für kleinere Frequenzen wird der Berechnungsindex imaginär, d.h. diese werden von dem Plasma total reflektiert und folglich auch niederfrequente äußere Störfelder z.B. von dem Feld der Kathode.

Die Dispersionsrelation (10) verliert ihre Gültigkeit im Falle des Verschwindens eines ihrer Nenner; wenn also die Trägergeschwindigkeit genau mit der Plasmageschwindigkeit der Plasmawelle

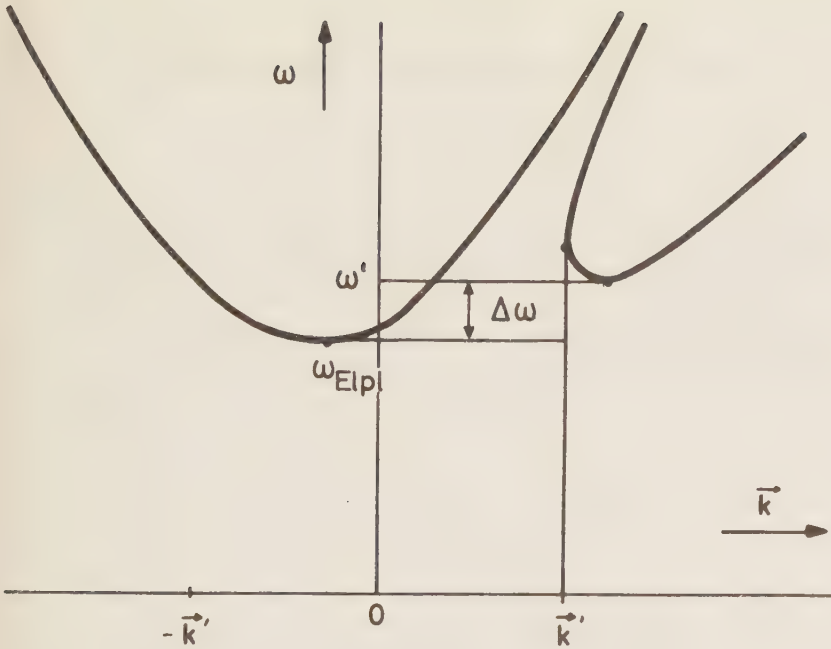


Fig. 4: Dispersionskurve für $v_{Elst} > v_{Elpl}$ mit Spektrum $\Delta\omega$ konvektiver Instabilität
(Punktsymmetrie zum Ursprung)

übereinstimmt. Hier versagt das hydrodynamische Plasmamodell. Obwohl mit seiner Hilfe das Plasma als konvektiv instabil erkannt werden konnte, muß der Fall eines auf der Welle "mitreitenden" Trägerstrahls durch die kinetische Theorie beschrieben werden.

Zur Diskussion weiterer Plasmaphänomene seien nur die notwendigsten Ergebnisse dieser umfangreichen Theorie angegeben:

Teilchen, deren Strahlgeschwindigkeit $\vec{v}_{st}$ nahezu mit der Phasengeschwindigkeit $\frac{\omega}{k}$ der Plasmawelle übereinstimmen, werden

zwischen den Potentialmaxima $\hat{U}$ der Welle mitgeführt, so daß gilt:

$$\frac{m}{2} \left(\frac{\omega}{k} - v_{st} \right)^2 < e\hat{U} \quad (12)$$

Sind die Teilchen einerseits unter der Bedingung (12) schneller als ω/k , dann werden sie unter Abgabe von Energie an den periodischen Potentialbergen reflektiert. Die Welle wird verstärkt und die gebremsten Teilchen mit der Welle mitgeführt. Langsame Teilchen andererseits werden zwischen den Potentialminima eingefangen und umgekehrt auf die Phasengeschwindigkeit der Welle beschleunigt.

Dieser Mechanismus ist in der Ionenquelle dieser Arbeit realisiert, da sich das Plasma in einem Frequenzbereich konvektiv instabil verhält. Elektronen- und Ionenstrahlen werden also (analog dem Mechanismus in Triftröhren) in diesem Plasma monochromatisiert und gebündelt ("Elektrostatische Welle"). Im Gegensatz zum Klystron ist das Plasma nicht festabgestimmt. Daher kann ein Trägerstrahl im Plasma die passende Frequenz aus dem Rauschspektrum aufschaukeln.

Eigentlich müßte eine Plasmawelle unbeschränkt verstärkt werden können, wie es Folgerungen aus den linearisierten Grundgleichungen zulassen. Tatsächlich führen aber Nichtlinearitäten (Turbulenzen) zur Dämpfung und damit zur Aufheizung des Plasmas.

Bereits im linearen Bereich kann eine Plasmawelle auch dann gedämpft werden, wenn der mitgeführte Trägerstrahl im Mittel genau Phasengeschwindigkeit hat (Landau-Dämpfung).

Entstammt die Energiebreite des Strahls einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung, dann überwiegt der Anteil langsamerer Teilchen bezogen auf die mittlere Geschwindigkeit, und die Welle wird gedämpft. Der Mechanismus der Landau-Dämpfung ist eine Stoßdämpfung periodisch getrennter Träger durch Fernwechselwirkung. Für Wellenlängen kleiner als der Debyelänge wird daher die Plasmafrequenz komplex:

$$\omega' = \text{Re } \omega + i\gamma$$

γ beschreibt die Dämpfung:

$$\gamma = \frac{\sqrt{\kappa}}{8} \omega \frac{1}{(|\vec{k}| \lambda_D)^3} \exp(-1/2 |\vec{k}| \lambda_D)^2, \quad ,$$

welche erst dann verschwindet, wenn die Plasma-Wellenlänge $\lambda = 2 \pi / |k|$ groß gegen die Debye-Länge λ_D wird. Daher liegen anregbare Plasmafrequenzen nur in der Nähe der Plasmagrundfrequenz.

Ionenschwingungen können sich im Plasma ausbreiten, wenn deren Wellenlänge λ_{Io} kleiner als die Elektronen-Debye-Länge ist. Für eine genügend kleine Landau-Dämpfung muß aber λ_{Io} größer als die Ionen-Debye-Länge sein, so daß gilt:

$$\left(\frac{k T_{Io}}{4 \pi e_{Io} e^2} \right)^{1/2} < \lambda_{Io} < \left(\frac{k T_{EI}}{4 \pi e_{EI} e^2} \right)^{1/2}$$

Im vorliegenden Plasma mit niedriger Iontemperatur T_{Io} und höherer Elektronentemperatur sind daher entsprechend der großen Ionenmasse von Argon auch niederfrequente Ionenschwingungen möglich. Dabei überwinden die schnellen Elektronen das periodische Potential der positiven Ionenraumladung.

Insbesondere wird die Messung der durch kollektive Wechselwirkung begrenzten Relaxationsstrecke durch Ionenwellen ermöglicht:

Durch radial auf das Plasmazentrum beschleunigte Ionen kommt es im Plasma zu Ionenströmen entgegengesetzten Vorzeichens. Die Dispersions-Gleichung dieses Mehrstrahlplasmas hat nach Akhiezer [10] einen Bereich absoluter Instabilität. Wird die Ionenstrahlspannung erniedrigt, dann dringen die Ionen nicht mehr bis zum Zentrum vor, und das Plasma ist konvektiv instabil. Mit ansteigender Anodenspannung führt daher ein Einsatz starker niederfrequenter Ionenschwingungen im nichtlinearen Bereich zu Überlagerungen mehrerer Ionenfrequenzen, die durch die Kurzzeitdiagnostik aufgelöst werden können. Eine quantitative Auswertung soll aber nicht Gegenstand dieser Arbeit sein.

4. Diagnostik des Plasmas

Angesichts der unumgänglichen Tatsache, daß jede Informationsübermittlung zugleich ein Energietransport ist, stellt sich auch hier die Frage, wie weit ein Plasma durch Messungen verfälscht wird. Zieht man einerseits die ohnehin vom Plasma ausgehende Strahlung (Träger, Neutronen, elektromagnetische Strahlung) zur Diagnostik heran, dann bleibt dieses nicht abgeschlossene System "Plasma" ungestört. Die erhaltenen Meßdaten sind aber über ein größeres Plasmavolumen gemittelte Werte. Muß andererseits das Plasma durch zusätzliche Störungen untersucht werden (Streuung eines Strahls, Sondendiagnostik), dann beobachtet man das gestörte System, und die Kenntnis der Wechselwirkungen ist Voraussetzung für die Berechnung der Daten des ungestörten Plasmas.

Die Untersuchung des Plasmas mit eintauchenden Elektroden (Sonden) vermittelt Meßwerte nicht nur durch eine lokal begrenzte Störung, sondern auch durch Entzug von Ladungsträgern aus dem ganzen Plasma, was in Abschnitt 4.3 diskutiert werden muß. Der Vorzug gegenüber anderen Verfahren ist aber die lokale Auflösung der Meßwerte und eine große Anzahl gleichzeitig vermittelter Plasmakennndaten. Deshalb ist die Sondendiagnostik heute ein wichtiges Hilfsmittel der Plasmaphysik.

4.1 Grundlagen der Plasmadiagnostik mittels Sonde

Die von Langmuir und Mott-Smith 1924 begründete Sondendiagnostik [11] setzt den Spezialfall Maxwell'scher Geschwindigkeitsverteilung von Elektronen und Ionen im Plasma voraus. Es wird angenommen, daß das Sondenfeld durch die entstehende Raumladung vor der Sonde kompensiert wird und daher das übrige Plasma ungestört ist. Außerdem gelte für das Sondensystem die Kontinuitätsbedingung:

Erstens werden Ionisation, Dissoziation, Umladung und Rekombination in der Raumladungsschicht ausgeschlossen, was in Niederdruckentladungen (bis ca. 1 Torr) praktisch immer erfüllt ist.

Zweitens soll die Sonde Ladungsträger ideal absorbieren oder reflektieren. Sekundär-, thermische und Photoemission von Elektronen der Sonde sollen vernachlässigbar sein, was durch die

Wahl eines Sondenmetalls mit hoher Elektronenablösearbeit zu erreichen versucht wird.

Unter diesen Voraussetzungen erhält man die Kenndaten des ungestörten Plasmas durch Auswertung der aufgenommenen Sondenkennlinie, bei der man drei ausgeprägte Bereiche unterscheidet: Es sei einerseits V_{Pl} das Plasmapotential, welches abhängig vom elektrischen "Kontakt" mit den umgebenden Elektroden ist und zwischen Anoden- und Kathodenpotential liegt. Es sei andererseits V_{So} das gegen Plasmapotential negative Sondenpotential, welches bewirkt, daß alle Elektronen mit der Energie $E_{El} < -eU_{El} = -e(V_{So} - V_{Pl})$ von der Sonde reflektiert werden. Die schnelleren Elektronen mit Energien $E_{El} \geq -eU_{El} = -e(V_{So} - V_{Pl})$ erreichen dann die Sonde mit der Energie $E'_{El} = E_{El} - [-e(V_{So} - V_{Pl})] \geq 0$, und es fließt der Elektronenanlaufstrom (ebene Sonde):

$$j_{El A} = g_{El} \ell \sqrt{\frac{k T_{El}}{2\pi m_{El}}} \cdot \exp. - \frac{[-\ell(V_{So} - V_{Pl})]}{k T_{El}} \quad (13)$$

Diese Abhängigkeit des Elektronenanlaufstroms vom Sondenpotential wird Sondenkennlinie genannt. Im Falle einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung der Elektronen im Plasma ist es die Langmuir'sche Sondenkennlinie. Hat die Sonde Plasmapotential ($V_{So} = V_{Pl}$), dann erreichen alle Elektronen die Sonde, und aus (13) folgt für den Elektronensättigungsstrom:

$$j_{El S} = g_{El} \ell \sqrt{\frac{k T_{El}}{2\pi m_{El}}} \quad (14)$$

Bei weiterer Erhöhung des Sondenpotentials fließt ein raumladungs-begrenzter Elektronenstrom entsprechend dem $U^{3/2}$ -Gesetz. Der Übergang vom Exponentialgesetz des Elektronenanlaufstroms zum Potenzgesetz des Raumladungsstroms ergibt einen mehr oder weniger gerundeten Knick in der Kennlinie (abhängig von der Sondenform), dessen graphische Extrapolation das Plasmapotential V_{Pl} ergibt.

Werden bei sehr niedrigen Sondenpotentialen alle Elektronen reflektiert, dann verbleibt der rund zwei Zehnerpotenzen kleinere Ionensättigungsstrom auf die Sonde:

$$j_{Ls} = j_{Lo} \ell \sqrt{\frac{k T_{Lo}}{2 \pi m I_o}} \quad (15)$$

Die Elektronentemperatur T_{El} erhält man durch graphisches Differenzieren der halblogarithmisch aufgetragenen Sondenkennlinie (13) des Elektronenanlaufstroms.

$$\text{Log } j_{El} A = \text{const.} - \frac{e U_{El}}{k T_{El}} \quad (16)$$

$$T_{El} = - \frac{k}{e} \left(\frac{d \log j_{El} A}{d U_{El}} \right)^{-1} \quad (17)$$

Mittels T_{El} erhält man aus dem Elektronensättigungsstrom $j_{El} S$ in (14) die Elektronendichte ρ_{El} des Plasmas.

Wegen der Quasineutralität des Plasmas ist $\rho_{El} = \rho_{Io}$, die Ionendichte also auch bekannt, so daß man aus dem Ionensättigungsstrom (15) auch noch die Ionentemperatur T_{Io} errechnen kann.

Solche Kennlinien können Punkt für Punkt durch Einzelableisungen an Drehspulinstrumenten nur in relativ kalten Plasmen aufgenommen werden. In Plasmen mit höheren Temperaturen muß das Sondenpotential über größere Bereiche variiert werden, um die Sondenkennlinie aufzunehmen. Dabei können so hohe Sondenverlustleistungen auftreten, daß die Sonde thermisch Elektronen emittiert, was in Widerspruch zur Voraussetzung steht.

Außerdem können bei längeren Meßzeiten kondensierte Verunreinigungen auf der Sondenoberfläche das Elektronenaustrittspotential verändern. Bei kleinen Sondenpotentialen werden diese Verunreinigungen durch Ionenbeschuß aber wieder abgetragen. Es kommt zu unkontrollierbaren Verzerrungen der Sondenkennlinie und daher zu falschen Ergebnissen der Auswertung. Diese Schwierigkeiten können z.B. durch schnelle automatische Messungen überwunden werden.

Im Bemühen um schnelle Kennlinienaufnahmen ist z.B. ein Verfahren zur automatischen Logarithmierung der Sondenkennlinien mittels Verzerrung durch Halbleiterdioden bekanntgeworden [12]. Ein anderes Verfahren [13] dient zur Messung des Plasmapotentials durch automatisches Differenzieren der Sondencharakteristik. Danach wird ein dem Sondengleichstrom überlagerter Wechselstrom im Übergang vom Elektronenanlaufstrom zum Raumladungsstrom entsprechend dem Wendepunkt an dieser Stelle maximal. Es konnte gezeigt werden, daß die Messungen nach diesem Verfahren unabhängig vom Sondenmaterial und von Verunreinigungen der Sondenoberfläche sind.

Noch schwieriger ist die Diagnostik eines Plasmas, in dem die Elektronen keine Maxwell-Boltzmann-Verteilung haben, was der weit- aus häufigere Fall ist. In einem solchen Plasma ist die Langmuir'sche Sondentheorie unbrauchbar, da die Elektronentemperatur nach (15) nicht mehr definiert ist. Eine Bestimmung der Elektronen- und Ionendichte wird deshalb unmöglich.

Für den Fall, daß die Plasmaelektronen eine beliebige Energie- verteilung haben, hat Druyvesteyn [14] einen Ausdruck $\Phi(U_{S_0})$ berechnet

$$\rho_{EL} \Phi(U_{S_0}) = \frac{2}{F_{S_0}} \sqrt{\frac{2 m_{EL} U_{S_0}}{e}} \cdot \frac{d^2 I_{S_0}}{d U_{S_0}^2} = \text{const.} \cdot \sqrt{U_{S_0}} \frac{d^2 I_{S_0}}{d U_{S_0}^2} \quad (18)$$

der es gestattet, die Elektronendichte ρ_{EL} mit Hilfe der 2. Ab- leitung der Sondenkennlinie zu ermitteln. (U_{S_0} ist dabei die Potentialdifferenz zwischen Plasma und Sonde, und F_{S_0} die Sonden- oberfläche).

Integriert man die beliebig gestaltete Energieverteilungs- kurve (18) über alle vorkommenden Elektronenenergien $eU_{E1} = -eU_{S_0}$:

$$\int_{V_n}^{-\infty} \rho_{EL} \Phi(U_{S_0}) d U_{S_0} = \text{const.} \cdot \int_{V_{P1}}^{-\infty} \sqrt{U_{S_0}} \frac{d^2 I_{S_0}}{d U_{S_0}^2} d U_{S_0}$$

dann ist die Elektronendichte ρ_{EL} zunächst als ein relativer Wert bestimmt:

$$\rho_{EL} \cdot 1 = \text{const.} \cdot \int_{V_{P1}}^{-\infty} \sqrt{U_{S_0}} \frac{d^2 I_{S_0}}{d U_{S_0}^2} d U_{S_0} \quad (19)$$

Um absolute Werte p_{E1} zu erhalten, kann die Konstante aus einer vergleichswisen Auswertung einer Langmuir-Sondenkenlinie gewonnen werden. Es wurde ein Verfahren bekannt, mit dem die zweite Ableitung der Sondenkenlinie automatisch mittels Streifenschreiber über einen Bereich von 23 V aufgezeichnet werden konnte [15]. Die zweite Ableitung erhält man aus der Amplitudenmodulation eines 1 kHz-Signals, das mit vorher konstantem Modulationsgrad Bestandteil eines 10 kHz-Trägers war, welcher dem Sondenpotential V_{So} überlagert wurde. Die Elektronenenergieverteilung erhält man durch punktweises Multiplizieren der zweiten Ableitung mit $\sqrt{U_{So}}$ und die Elektronendichte durch Planimetrieren der Energieverteilung.

Zur Diagnostik von Hochtemperaturplasmen wird die Doppelsondentechnik [16] erfolgreich verwendet. Beide mit reiner Wechselspannung betriebene Sonden sind von der gemeinsamen Spannungsquelle der Sonden galvanisch getrennt. Gemessen werden die Ströme zwischen den Sonden. Die Sondenverlustleistungen bleiben klein, weil der Elektronenstrom höchstens gleich dem Ionensättigungsstrom sein kann. Die Anwendung bleibt aber auf die Bestimmung von Elektronentemperaturen und -Dichten in ungestörten Plasmen beschränkt [17].

4.2 Prinzip der entwickelten Plasmadiagnostik* mit gepulster Sonde

Soll ein Plasma untersucht werden, das, wie in dieser Arbeit, mit Elektronenstrahlen und Strahlen positiver Ionen erzeugt wird, dann sind die bisher bekannten Methoden nicht anwendbar, solange die Elektronenenergie im Plasma über Bereiche von mehreren Hundert eV verteilt ist. Daraus ergeben sich hauptsächlich zwei Aufgaben: Erstens ist man gezwungen, die Sondenkenlinie in extrem kurzer Zeit gepulst zu "durchfahren" und dabei das Impuls-Pausen-Verhältnis so klein zu wählen, daß Sondenmessungen ohne thermische Elektronenemission überhaupt möglich sind. Zweitens müssen Plasmapotential und die Elektronenenergieverteilung ebenfalls in möglichst kurzer Zeit aufgenommen werden, da das Plasma nach den theoretischen Überlegungen in Abschnitt 3.3 instationär ist. Speziell der niederfrequente Ionenschall ist in einer Ionenquelle von großem Interesse. Ein zu langsames Meßverfahren würde diese nützliche Ursache für die Monochromatisierung von Ionen im Plasma zum Beispiel nicht aufklären können. Das entwickelte Verfahren

*) siehe auch Bild 2 des Plasmaanalysators, Seite 27

arbeitet daher mit einer Zylindersonde, die von einem Schrittmotor über ein Getriebe in 46 Schritten zu je 0,05 mm Weite axial oder azimuthal durch das Plasma bewegt wird. Die Geschwindigkeit des Abtastverfahrens ist im Verhältnis 1 : 20 in 5 Stufen wählbar. Bei der meist benutzten höchsten Geschwindigkeit beträgt die Aufenthaltszeit der Sonde an einem Ort 16 msec. Entsprechend einem konstanten Pausen-Puls-Verhältnis von 7 : 1 hat die Sonde in den ersten 14 msec ein so niedriges Potential, daß nur der Ionensättigungsstrom gemessen wird. Während der letzten 2 msec erhält die Sonde einen positiven Spannungspuls, dessen Wert bis zu 300 V einstellbar ist. Dabei wird das Plasmapotential gemessen und die zweite Ableitung der Sondenkennlinie aufgenommen. Synchron zu den Messungen werden die Elektronenenergieverteilungen bis zu einer Breite von 300 eV in 128 Werten und die zugehörige Elektronendichte in einem Hybridrechner (analoge und digitale Rechenoperationen) berechnet. Die in verschiedenen langen Meß- und Rechenzeiten gewonnenen Kenndaten des Plasmas werden teilweise direkt oder über Zwischenspeicher digital in dynamische Schieberregister (MOS-Technik) eingespeist. Über Digital-Analogdekodierer stehen daher folgende Diagramme beliebig lange zur Darstellung auf einem Oszillographen gespeichert zur Verfügung:

1. die Elektronenenergieverteilung an einem wählbaren Ort im Plasma
2. die Elektronendichte an 46 äquidistanten Orten im Plasma
3. das Plasmapotential an 46 äquidistanten Orten im Plasma
4. der Ionensättigungsstrom an 11 äquidistanten Orten im Plasma

Die Diagramme 1) bis 4) sind das Resultat aus nur 3/4 Sekunden Meß- und Rechenzeit und können entweder am Oszillographen direkt durch Maßstabsänderung, Shiftung usw. ausgemessen oder fotografiert werden. Eine Diskussion der Genauigkeit und Zuverlässigkeit dieses Gerätes soll in Form der Darstellung wichtiger Details erfolgen.

Die zweite Ableitung der Sondenkennlinie

$$\frac{d^2 I_{So} (V_{So})}{d V_{So}^2}$$

muß während der kurzen Pulszeiten, in denen das Sondenpotential V_{So} alle Werte der Elektronenenergieverteilung ($0 \leq U_{So} \leq 300$)V durchläuft, als Amplitudenwert eines nichtlinear verzerrten kleinen

Überlagerungssignals $A \sin \omega t$ gewonnen werden: Die Taylor-Entwicklung des Sondenstroms I_{S_0} ist:

$$I_{S_0} = f(V_{S_0} + A \sin \omega t) = f(V_{S_0}) + f'(V_{S_0}) \cdot A \sin \omega t + f''(V_{S_0}) \frac{A^2 \sin^2 \omega t}{2!} + \dots$$

$$= f(V_{S_0}) + \frac{A^2}{4} f''(V_{S_0}) + \frac{A^4}{64} f^{IV}(V_{S_0}) + \dots \quad \text{Gleichstromanteil}$$

$$+ [A f'(V_{S_0}) + \frac{A^3}{8} f'''(V_{S_0}) + \dots] \sin \omega t \quad \text{unverzerrter Wechselstrom}$$

$$+ \left[\frac{A^2}{4} f''(V_{S_0}) + \frac{A^4}{48} f^{IV}(V_{S_0}) + \dots \right] \cos 2 \omega t \quad \text{Oberwellen}$$

Die Amplitude der ersten Oberwelle (unterstrichener Summand) wird aus dem Sondenstrom herausgefiltert und verstärkt. Dieses Verfahren hat gegenüber dem in Abschnitt 4.1 angegebenen [15] den Vorteil, daß die Verdoppelung der Überlagerungsfrequenz zu kleinen Zeitkonstanten des Demodulators führt. Bei der gewählten Überlagerungsfrequenz von 300 kHz und der Verstärkerbandbreite von 20 kHz beträgt die "über alles"-Zeitkonstante (Verstärker + Demodulator) 10^{-4} Sekunden. Da die Sondenpulswzeiten zwischen 2 und 40 Millisekunden schrittweise einstellbar sind, führt die in 128 Punkten gemessene Oberwellenamplitude zu einer schrittweise aufgelösten Elektronenenergieverteilung, die ebenfalls in 128 Punkten dargestellt wird. Die Oberwellenverstärkung ist einstellbar und beträgt maximal 125 dB, so daß sich bei der Verstärkerbandbreite von 20 kHz das Eigenrauschen des monolithischen Eingangsverstärkers (Si-Planar-Technik) bemerkbar macht. Die durch Elektronenlaufzeiten im Sondenfeld begrenzte Energieauflösung liegt bei 10^{-3} eV und ist bei den hier vorkommenden Energiebreiten (ca. 1eV) vernachlässigbar.

Der Ablauf der automatischen Auswertung der Sondenmessungen sei mit Hilfe graphischer Schemata erläutert (siehe auch Fig. 8).

In Fig. 5 ist der Verlauf des Sondengleichstroms I_{S_0} in Abhängigkeit von der Sondengleichspannung $V_{S_0} - V_{P1}$ gezeigt, der nur

im Falle genügend kleiner Sondenpotentiale ($V_{So} < \text{Kathodenpotential}$) selbst gemessen wird. Dieser Ionensättigungsstrom wird auf einen Analog-Digitalwandler (ADW₃) gegeben und digital gespeichert. Mit steigendem Sondenpotential überwinden zuerst die viel schnelleren Primärelektronen, die von der Kathode stammen, das bremsende Feld zwischen Sonde und Kathodenpotential. Erst wenn die Sonde Plasma-potential erreicht, können auch die gestreuten langsameren Plasmaelektronen gegen das bremsende Feld zwischen Sonde und Plasma anlaufen. Während des Sondenpulses, wenn ein Elektronenstrom auf die Sonde fließt, wird nur die der 2. Ableitung der Sondenkennlinie proportionale Oberwellenamplitude (dritte Kurve von oben) am Verstärkerausgang Punkt für Punkt aufgenommen und mit $\sqrt{V_{Pl} - V_{So}}$ multipliziert (untere Kurve).

Fig. 6 zeigt den zeitlichen Ablauf der einzelnen Messungen: Die Sonde wird beispielsweise in x-Richtung parallel der Achse der Elektrodenanordnung im Plasma jeweils um 0,05 mm schrittweise verschoben. Nach dem Verschieben folgt zunächst eine Pause, in der mechanische Schwingungen um die Ruhelage der Sonde abklingen können. Das Sondenpotential ist in dieser Pause so klein, daß nur

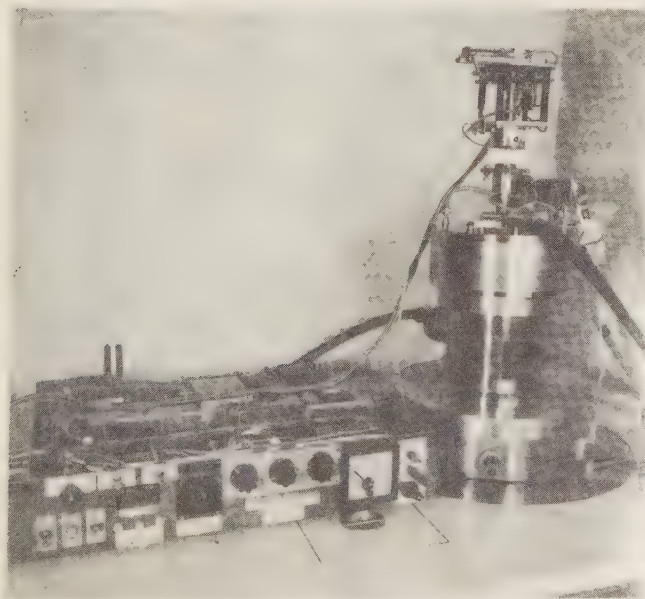


Bild 2:
Teilansicht des Versuchsaufbaus.
Rechts:
Ionenstrahler mit der Feinmechanik zur stufenweisen axialen Sondenbewegung.
Links:
Einschub mit Plasmaanalysator. Das Instrument zur Kontrolle der Sondenemission befindet sich rechts auf der Frontplatte.

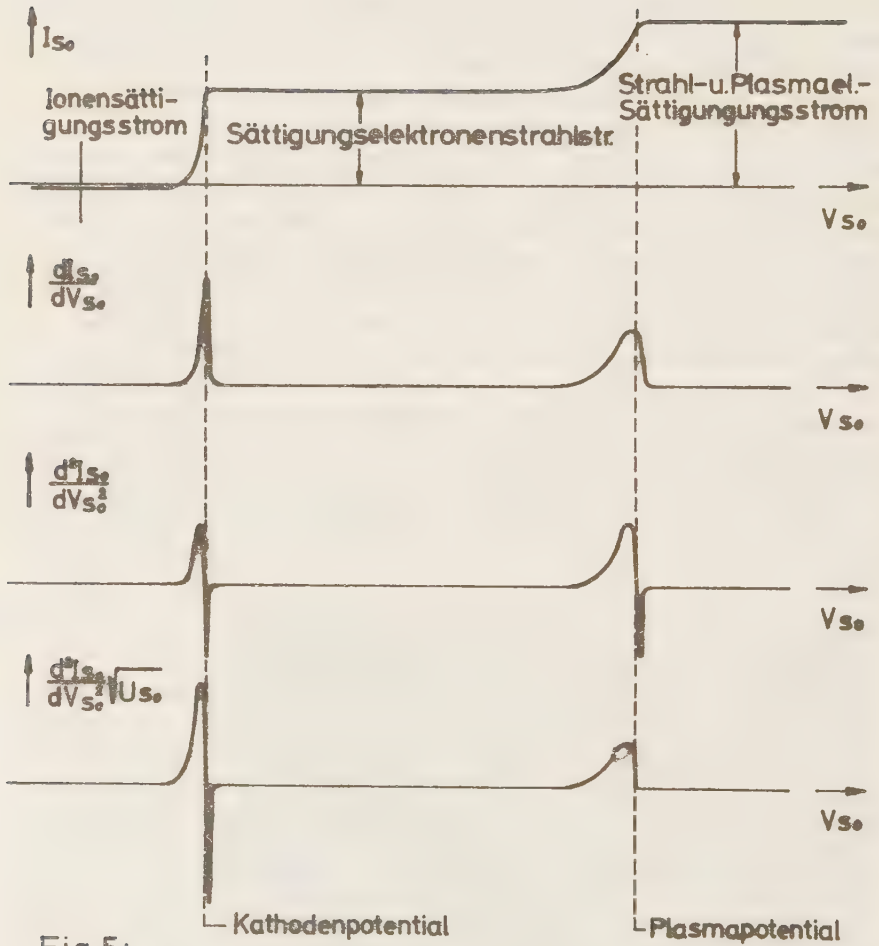


Fig. 5:

Schematische Darstellung des Sondenstroms I_{s0} , von $\frac{dI_{s0}}{dV_{s0}}$, $\frac{d^2 I_{s0}}{dV_{s0}^2}$ und der Elektronenenergieverteilung $\frac{d^2 I_{s0}}{dV_{s0}^2} \cdot \sqrt{U_{s0}}$ als Funktion des Sondenpotentials V_{s0} .

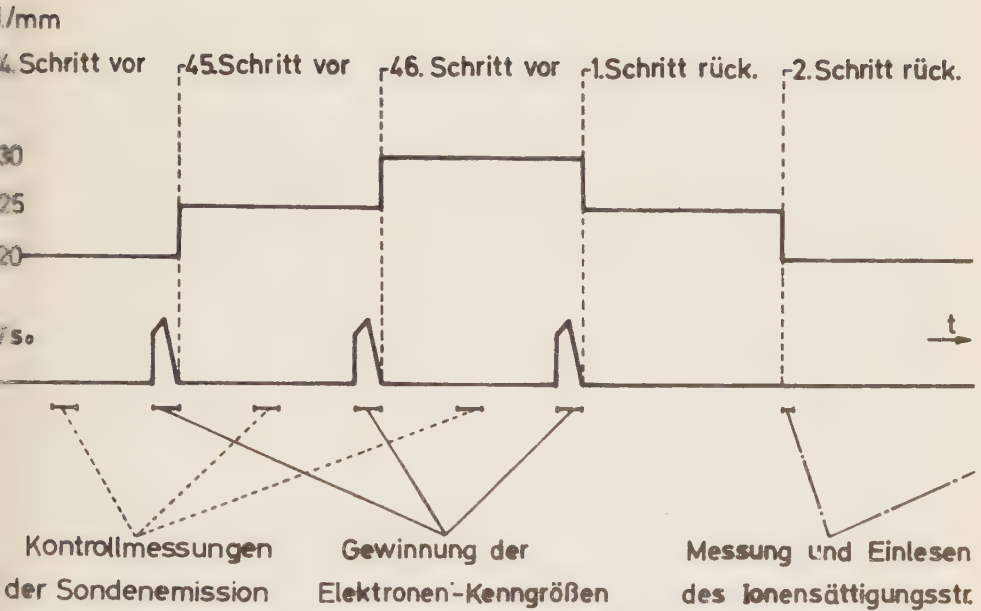


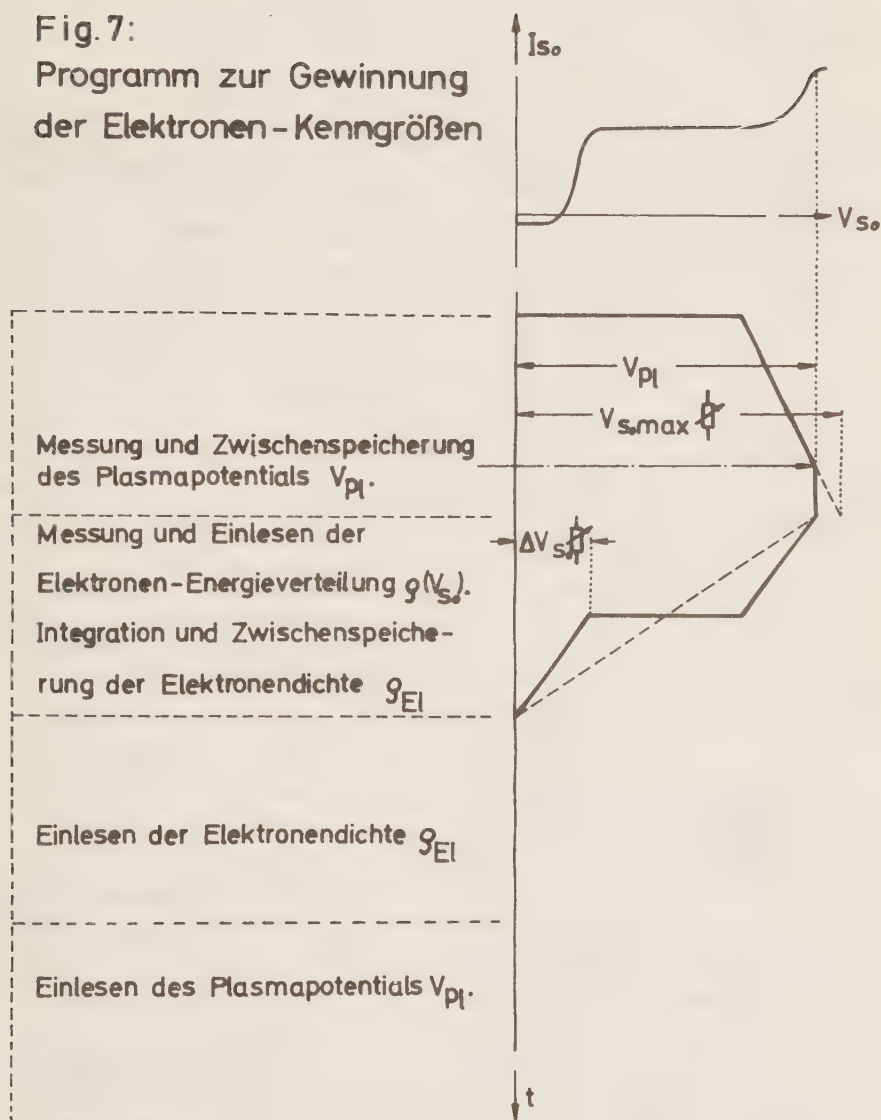
Fig. 6: Zeitlicher Vergleich der schrittweisen Sonden-Vor- und Rückbewegung mit dem Ablauf der Sondenmessungen.

ein Ionenstrom fließt, welcher ständig durch das Digitalvoltmeter (ADW_3) überwacht wird. Im letzten Achtel des Sondenaufenthaltes erhält die Sonde einen positiven Spannungsimpuls zur Gewinnung der Plasmakennndaten aus dem Elektronenstrom auf die Sonde. Nach 46 Schritten der Vorwärtsbewegung hat die Sonde auf einer Länge von 2,3 mm Messungen im Plasma ausgeführt und kehrt zu ihrem Startpunkt zurück. Während jedes vierten SONDENSCHRITTES rückwärts wird der Ionensättigungsstrom durch ein zweites Digitalvoltmeter (ADW_3) gemessen und in einen Umlaufspeicher (SR_2) gegeben. Da die Sonde auf ihrem Rückweg nicht gepulst wird und daher kälter als auf ihrem Hinweg ist, muß sich ein thermisch emittierter Elektronenstrom zuerst zwischen den Pulsen bemerkbar machen. Ist der durch die

Emissionskontrollen bei der Vorwärtsbewegung gemessene Ionenstrom nicht größer als der auf dem Rückweg, dann ist der gespeicherte Ionenstrom emissionsfrei gemessen.

Das Programm zur Gewinnung der Elektronenkenngößen des Plasmas, das während der Pulszeit abläuft, zeigt Fig. 7. Der Spannungspuls an der Sonde wird durch zwei Generatoren (G_3 , G_4) erzeugt. Der erste Generator (G_3) sorgt für ein schnell ansteigendes Potential, dem dann ein langsames folgt. Entsprechend der zum Vergleich eingezeichneten Sondenkenlinie I_{So} (V_{So}) wird durch den langsamen Anstieg das Plasmapotential V_{Pl} aufgesucht. Das Kriterium dafür gibt die synchron aus dem Oberwellenverstärker gegebene 2. Ableitung der Sondenkenlinie: An der Stelle zwischen dem Anlaufstrom (Exponentialgesetz) und dem Raumladungsstrom ($U^{3/2}$ -Gesetz) der Plasmaelektronen hat die Kennlinie einen Wendepunkt. Die Oberwellenamplitude wird dann Null, und ein Komparator gibt an den ersten Generator (G_3) den Befehl, auf dem entsprechenden Potentialwert stehen zu bleiben. Dieser Vorgang kann per Monitor beobachtet werden, was besonders dann notwendig ist, wenn die Plasmaelektronen keine Maxwell-Boltzmannverteilung haben. Sind also mehrere Energieverteilungen bei verschiedenen Potentialwerten zu beobachten (z.B. inelastische und superelastische Streuung), dann ist die Sondenpulshöhe so einzustellen, daß der Generator (G_3) erst auf dem Potential des letzten Nulldurchgangs stehen bleibt. Dieses Potential wird über ein Digitalvoltmeter (ADW_2) in den Speicher (SR_2) gegeben. Gleichzeitig ist dieses Potential eine Integrationsgrenze für die Elektronenenergieverteilung: Der zweite Generator (G_4) reduziert das Sondenpotential wieder, während der erste weiterhin das ursprünglich eingestellte liefert. Mit sinkendem Sondenpotential wird die Sondenkenlinie diesmal umgekehrt, d.h. in Richtung vom Plasmapotential zum Kathodenpotential durchlaufen. Synchron bildet ein Subtrahierer die Potentialdifferenz beider Generatoren (G_3 , G_4), die außerdem radiziert wird. In einem Multiplizierer werden daher die gleichzeitig vorhandenen Signale der 2. Ableitung der Sondenkenlinie und der Wurzel aus der Sondenspannung miteinander multipliziert. Die so erhaltene Elektronenenergieverteilung wird

Fig. 7:
Programm zur Gewinnung
der Elektronen-Kenngrößen



einerseits für einen über den Kodierschalter ausgewählten Ort im Plasma gespeichert (SR_1). Andererseits wird für jeden Ort im Plasma die Energieverteilung integriert und die erhaltene Elektronendichte ebenfalls gespeichert (SR_2). Der Potentialabfall

V_{SO} des Generators G_4 kann so eingestellt werden, daß auch besonders schmale Energieverteilungen (z.B. die von der Glühkathode) durch eine genügende Anzahl von Punkten aufgelöst werden können.

Das Blockschaltbild, Fig. 8, soll ergänzend zu den vorstehend beschriebenen Funktionen zeigen, daß alle Meß- und Rechenoperationen synchron über Frequenzteiler von einem zentralen Taktgeber G_1 gesteuert werden. Seine höchste Taktfrequenz war der von MOS-Schieberregistern anzupassen und liegt bei 6 MHz. Die Analogrechenoperationen (Subtrahieren, Radizieren, Multiplizieren) wurden wegen ihrer großen Schnelligkeit gegenüber digitalen Operationen vorgezogen. Der Fehler analoger Operationen ist mit $\pm 1\%$ dem des ganzen Gerätes vergleichbar. Besondere Sorgfalt mußte beim Aufbau des Verstärkers V_1 verwendet werden, der die Sondenspannung V_{SO} liefert. Wegen des plötzlichen Einsetzens hoher Sondenströme durch den stromstarken Strahl monoenergetischer Elektronen von der Kathode mußte sein differentieller Innenwiderstand durch starke Gegenkopplung auf $0,5\Omega$ gesenkt werden. Dadurch wird eine Verzeichnung der Energieverteilung vermieden. Ähnliches gilt für den Sender G_5 , dessen Innenwiderstand bei $0,3\Omega$ liegt. Die Hochfrequenzleistung muß über einen Bandpaß mit einer Bandbreite von 200 Hz auf die Sonde gegeben werden.

4.3 Störung des Plasmas durch die Sonde und deren Betriebsart

Zur Untersuchung des Plasmas wurden ebene Sonden mit Schutzring und Zylindersonden eingesetzt (siehe Fig. 9). Der Durchmesser beider Sonden war 0,5 mm. Die ebenen Sonden wurden aus Koaxialheizleitern der Fa. Philips hergestellt, die senkrecht zur Achse abgeschliffen wurden. Der Innenleiter hatte einen Durchmesser von 0,2 mm und war durch Magnesiumoxyd vom Außenleiter isoliert.

Es sind zwei Arten von Störungen zu unterscheiden: Erstens stört die Sonde im Zentrum der Elektronenanordnung die radiale Trägerströmung im Plasma, da die Sonde dieser im Wege steht. Das gilt jedoch nur für den Fall, daß die Reichweite der ins Plasma

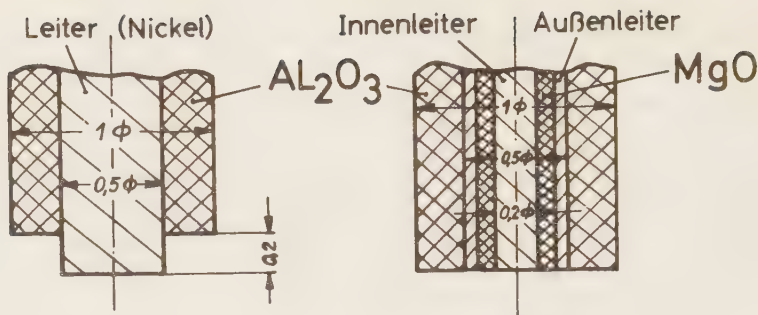


Fig.9: Verwendete Sonden

eindringenden Trägerstrahlen größer als der Plasmaradius ist. Dies ist an dem Auftreten starker niederfrequenter Ionenschwingungen mittels der Kurzzeitdiagnostik zu erkennen, welche durch die dann einsetzende absolute Instabilität verursacht werden (siehe Abschnitt 3.3). In diesem Falle können inmitten des Plasmas gemessene Elektronendichten nur qualitativ gewertet werden. An dieser Stelle sei aber vorweggenommen, daß dann das Plasma am Rand, außerhalb der Ströme schnellerer Träger, stationär ist. Hier gilt, was normalerweise vorausgesetzt wird, daß der Sondendurchmesser einschließlich seiner Raumladungsschicht klein gegen den Plasmadurchmesser sein soll. Das ist bei dem gegebenen Plasmadurchmesser von 1 cm und einer Trägerdichte größer als 10^{14} m^{-3} hinreichend gewährleistet.

Zweitens entzieht die Sonde dem Plasma laufend Ladungsträger. Um die Ladungsträgerbilanz im Plasma nicht merklich zu ändern, sollte die Entladungsstromdichte nach einer gebräuchlichen groben Abschätzung im allgemeinen nie kleiner als $10^{-3} \text{ A cm}^{-2}$ sein. Das ist bei der in dieser Arbeit untersuchten Entladung an allen Orten im Plasma stets erfüllt. Der nachstehend erläuterten quantitativen Berechnung zufolge absorbiert die Sonde aber, da der Diffusionskoeffizient von der Temperatur abhängt, mehr energiereichere als energieärmere Elektronen aus dem Plasma, was zu einer Änderung der Energieverteilung führen kann.

Für eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung der Elektronen hat Waymouth [18] ein Kriterium angegeben, nach dem der Verlust von Elektronen bis zur Energie von 10 kT_e im Plasma wieder durch Coulomb-Wechselwirkung ausgeglichen wird und daher der Verlust vernachlässigt werden kann. Es muß sein:

$$\rho_{El} > 1,5 \cdot 10^4 \cdot T_{El}^2 F_{So} / Vol_{Pl} \quad (19)$$

(Hierin ist ρ_{El} die Elektronendichte, Vol_{Pl} das Plasmavolumen und F_{So} die Sondenoberfläche.) In Fig. 10 ist dieses Kriterium dargestellt. Im Plasmavolumen von $1 \text{ cm}^3 = 10^{-6} \text{ m}^3$ sind Messungen im Elektronendichtebereich ($10^{13} \leq \rho_{El} \leq 10^{17} \text{ m}^{-3}$) durchgeführt worden. Da keine kleineren Elektronentemperaturen als $10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ vorkommen, sind die Energieverteilungen nur im Bereich ($10^{15} \leq \rho_{El} \leq 10^{17} \text{ m}^{-3}$) relativ verzerrungsfrei mit der Zylinder-sonde aufgezeichnet worden. Wird die Sondenkennlinie von genügend niedrigem Potential aus nur gepulst durchlaufen, dann wird der Elektronenverlust im Plasma entsprechend dem Puls-Pausenverhältnis kleiner. Das ist im Diagramm der Fig. 10 bereits berücksichtigt. Die Elektronenenergieverteilung wird solange nicht gestört, wenn die Pulszeit τ_p kleiner ist als eine Entleerungszeit (depletion time) des Plasmas τ_D . Dabei muß aber der Sondenpuls größer sein als das Reziproke der Langmuir-Frequenz ω_L :

$$1/\omega_L \ll \tau_p \ll \tau_D \quad (20)$$

mit $\tau_D = 2,9 \cdot Vol_{Pl} (m_{El} v_{El}^2 / 2k T_{El}) F_{So} v_{El}$ (v_{El} : Elektronengeschwindigkeit)

Hierdurch wird klar, warum besonders in kleinen Plasmen Details breiterer Energieverteilungen (z.B. superelastische Effekte) nicht gemessen werden konnten. Die Kurzzeit-Sondendiagnostik ist aber auch hierfür eine Lösung des Problems.

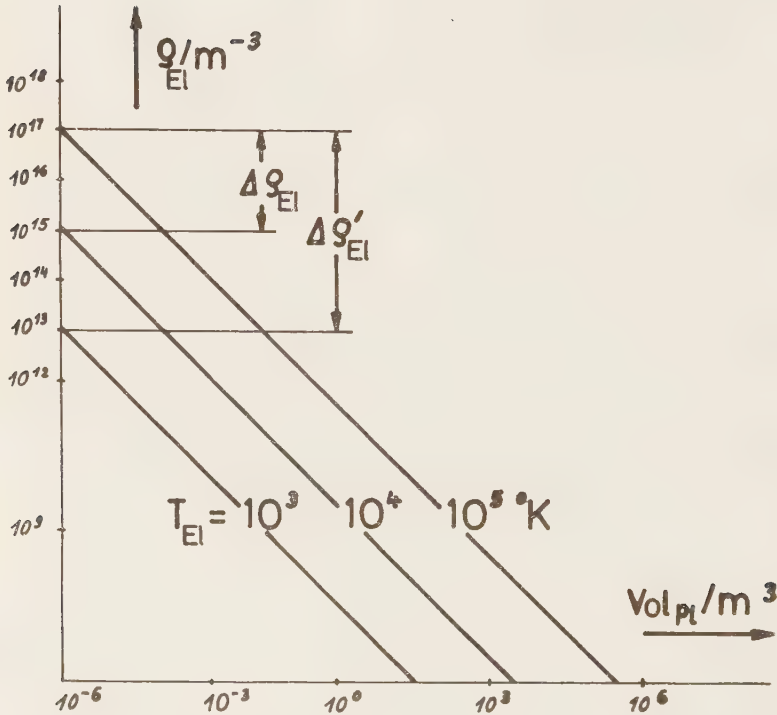


Fig.10: Darstellung von $q_{EI} > 1,5 \cdot 10^4 T_{EI}^2 F_0 / \text{Vol}_{PI}$

(nach Berechnungen von Waymouth [18])

5. Vorbereitende Experimente

Die nachfolgend wiedergegebenen Untersuchungen hatten hauptsächlich zum Ziel:

Erstens den Mechanismus der technisch realisierten neuen Gasentladung mit radialer Ladungsträgerströmung aufzuklären und in einer Ionenquelle anzuwenden.

Zweitens die Einsatzmöglichkeiten der hierzu entwickelten automatischen Sondendiagnostik zu studieren. Hierbei lag die besondere Schwierigkeit darin, daß nicht-thermische Elektronenenergieverteilungen erstmals bis zu einer Breite von 300 eV untersucht werden mußten.

5.1 Das Diagrammschema des Plasmaanalysators mit gepulster Sonde

Wie vorstehend beschrieben (Abschnitt 4), werden vom Plasmaanalysator die zweite Ableitung der Sondenkennlinie $d^2 I_{S_0} / d V_{S_0}^2$, das Plasmapotential V_{P1} und der Ionensättigungsstrom I_{I0} durch schrittweises Verschieben der Sonde im Plasma an mehreren äquidistanten Orten wiederholt gemessen. Die mit den Messungen gleichzeitig an jedem Ort ablaufende Auswertung ergibt die Elektronenenergieverteilung $\mathcal{P}_{E1}(V_{S0})$ und deren Integral, die Elektronendichte $\mathcal{P}_{E1}$. Diese Rechenergebnisse werden zusammen mit dem gemessenen Plasmapotential V_{P1} und dem gemessenen Ionensättigungsstrom I_{I0} digital gespeichert und über drei Digital-Analogwandler auf einen Zweistrahloszillographen gegeben. Aus der rationellen Einteilung von Speicherplätzen in den zwei verwendeten dynamischen Schieberregistern ergibt sich die folgende Anordnung der vier Diagramme auf dem Oszillographen (Fig. 11):

Der erste Digital-Analogwandler gibt das Vertikalsignal auf den oberen Strahl, der synchron zur schrittweisen Sondenverschiebung parallel der Achse der Elektrodenanordnung (Z-Achse) senkrecht nach unten (-Z) abwechselnd das Plasmapotential V_{P1} und die Elektronendichte $\mathcal{P}_{E1}$ punktweise aufschreibt. Nach einem Weg von 2,3 mm entsprechend 46 Schritten der Sonde durch das Plasma sind noch Speicherplätze frei, so daß der auf dem Sondenrückweg (Z-Richtung) gemessene Ionenstrom I_{I0} mit weiterhin nach rechts bewegtem Elektronenstrahl für 11 äquidistante Orte (0,2 mm) im Plasma aufgezeichnet wird.

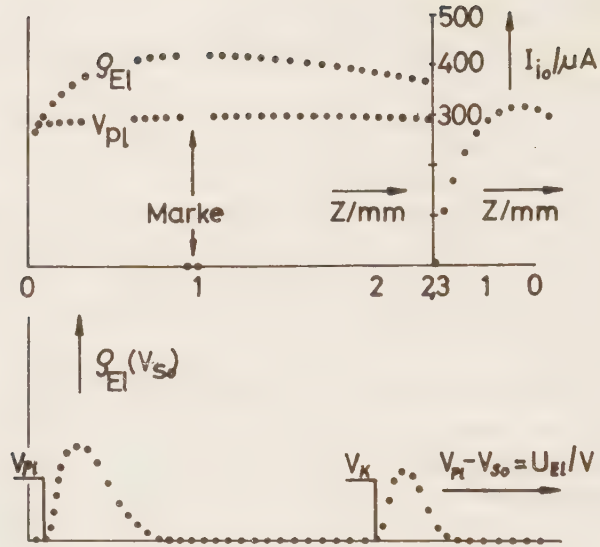


Fig.11: Diagrammschema des Plasmas

Der zweite Wandler gibt das Vertikalsignal der Elektronenwahrscheinlichkeitsdichte $\rho_{El}(V_{So})$ in Abhängigkeit vom Sondenpotential V_{So} auf den unteren Strahl. Dies ist die Elektronenenergieverteilung an einem ausgewählten Ort im Plasma (siehe Marke im oberen Diagramm). Die Horizontalablenkung (d.h. alle genannten Abszissen) gibt der dritte Digital-Analogwandler. Alle Wandler werden von einem gemeinsamen Taktgenerator gesteuert. Daher ergibt sich ein feststehendes ruhiges Diagrammbild. Die Ausgangsspannung dieser Wandler entsteht durch stufenweises Umschalten eines linearen Widerstandsnetzwerkes, wobei der kleinste Spannungsschritt, entsprechend sieben bit, 0,8% der Bezugsspannung 5 V beträgt. Das punktweise auf dem Bildschirm geschriebene Signal ermöglicht eine wesentlich größere Ablesungsgenauigkeit als bei kontinuierlich geschriebenen Bildern. Da außerdem die Diagramme

in digitalen Schieberregistern und nicht auf dem Bildschirm gespeichert werden, ist durch Umschalten der Eingangsempfindlichkeit des Oszillographen ein stets genaues Ausmessen der Diagramme möglich. Alle photographierten Oszillographenbilder dieser Arbeit haben einen gerasterten Hintergrund, der außer der z-Koordinate und dem Ionenstrom als relativer Maßstab erst mit den eingestellten Werten des Plasmaanalysators (Sondenruhepotential, Sondenpulsspannung, Senderamplitude, Empfindlichkeit des Oberwellenverstärkers sowie Sondenoberfläche) Absolutmessungen ermöglicht. Die wiedergegebenen Diagramme stellen daher Relativwerte dar. Die im Text hinzugefügten Absolutwerte für den Maßstab entstammen der in dieser Arbeit nicht näher beschriebenen einfachen rechnerischen Auswertung. Es soll lediglich auf die etwas problematischere Eichung des Absolutmaßstabes für die Elektronendichte ρ_{El} eingegangen werden.

5.2 Elektronendichte Eichung mittels virtueller Kathode

Für eine beliebige Energieverteilung der Elektronen im Plasma ist nach Druyvesteyn die Elektronendichte zunächst nur als das Integral über die gesamte Energieverteilung

$$\rho_{El} = \text{const.} \cdot \int_{V_{Pl}}^{\infty} \frac{d^2 I_{So}}{d V_{So}^2} \sqrt{U_{So}} d V_{So}$$

als relativer Wert bekannt. Es genügt zu wissen, daß die zweite Ableitung des Sondenstroms nach der Sondenspannung dem Quadrat der überlagerten Hochfrequenzamplitude proportional ist und daß der Oberwellenverstärker eine der Eingangsamplitude proportionale Ausgangsgleichspannung liefert. Da die zu messenden Elektronendichten über Zehnerpotenzen variieren, werden Übersteuerungen des Oberwellenverstärkers dadurch vermieden, daß die vorverstärkten Eingangssignale über einen einstellbaren Spannungsteiler auf den Hauptverstärker gegeben werden. Um den Meßbereich noch zu vergrößern, ist außerdem die Amplitude des auf die Sonde gegebenen Hochfrequenzpotentials in drei Stufen umschaltbar (0,4; 0,8; 1,6V).

Dadurch erhält man zusätzlich die Möglichkeit, Energieverteilungen bei genügenden Elektronendichten durch Wahl kleiner HF-Amplituden besser aufzulösen.

Der Spannungsteiler hat entsprechend der einschaltbaren Hochfrequenzamplituden drei Skalen, deren Zahlen die Dimension Elektronenzahl pro Weg haben und auf ein Skalenteil (1 V cm^{-1}) des Oszillographen bezogen sind. Diese Werte sind durch die Oberfläche der jeweils verwendeten Sonde zu dividieren, um die Elektronendichte zu erhalten.

Für die Skaleneichung muß die Elektronendichte gleichzeitig durch ein zweites Verfahren bestimmt werden können, was z.B. durch die Auswertung einer Langmuir-Kennlinie möglich ist. Voraussetzung ist eine gute Reproduzierbarkeit der Elektronenraumladung mit Maxwell'scher Geschwindigkeitsverteilung. Besser als das Plasma einer bekannten Entladung eignet sich hierfür die Raumladung vor einer Kathode, z.B. einer Empfängerröhre, wofür im vorliegenden Fall ein Diodensystem des Röhrentyps EAA 91 verwendet wurde. Die durch Glühemission vor der Oxykathode entstehende "virtuelle" Kathode hat (ungeachtet der Energieverteilung in der Oxyschicht) eine ideale Maxwell-Verteilung ihrer Elektronen. Dies geht schließlich aus der konstanten Steigung der in einfacher Weise gemessenen Diodenkennlinie im Anlaufstromgebiet (Fig. 12) hervor. Als Sonde dient hierbei die eingebaute Anode der Röhre. Aus der Steigung der halblogarithmisch aufgetragenen Kennlinie folgt zunächst die Temperatur der Elektronen:

$$T_{El} = 1163 \text{ }^{\circ}\text{K} = 890 \text{ }^{\circ}\text{C}$$

Die Elektronendichte dieser emittierten Raumladung ergibt sich aus dem Sättigungsstrom $I_s = 86 \mu\text{A}$ und der Anodenfläche $F_A = 0,48 \times 10^{-4} \text{ m}^2$:

$$S_e = \frac{I_{s0}}{e \cdot F_A \sqrt{k T_{El} / 2 \pi m_{El}}} = 2,08 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3} \pm 2 \%$$

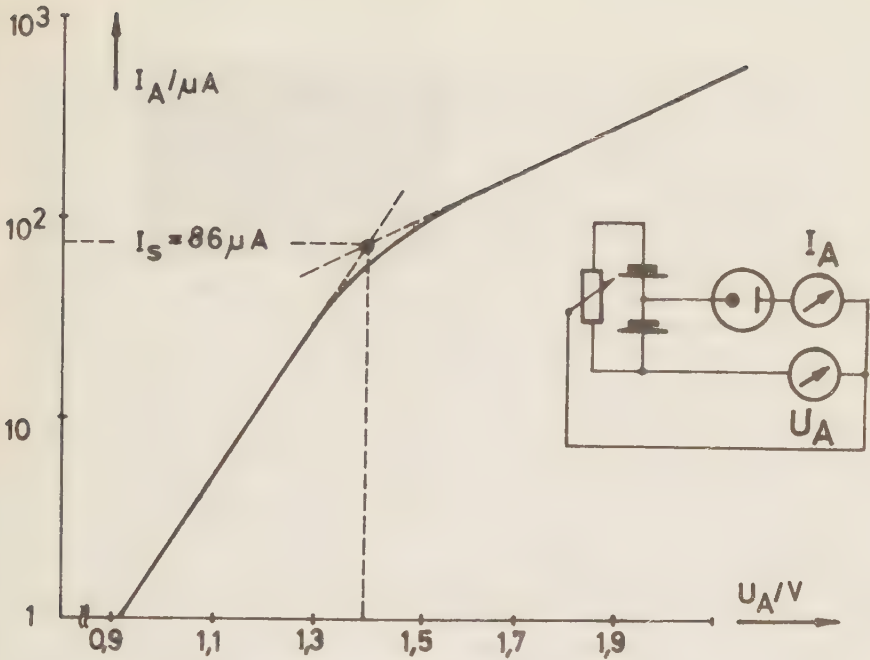
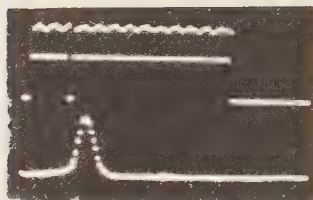


Fig. 12: Langmuirkennlinie einer Raumladung.

Bei der automatischen Diagnostik derselben Elektronenraumladung in der Röhrendiode wurde die Anode anstelle der bei allen folgenden Messungen durch das Plasma bewegten Sonde angeschlossen. Den Diagrammen $\rho_{E1}(Z)$ und $V_{P1}(Z)$ nach dem Schema in Fig. 11 entsprechen daher - nur speziell in Fig. 13 - zeitlich nacheinander wiederholte Analysen der Elektronendichte ρ_{E1} und Messungen des Potentials V_{VK} der virtuellen Kathode. Da Fig. 13 mit einer Hochfrequenzamplitude von 0,02 V aufgenommen wurde, ergibt sich mit ρ_{E1} von 2,5 Skalenteilen für den zur Hochfrequenzamplitude von 0,4 V gehörenden Skalenwert:

$$\rho_{E1} / F_A = 2,08 \cdot 10^{-14} \cdot 0,48 \cdot 10^{-4} \left(\frac{0,02}{0,40} \right)^2 \cdot \frac{1}{2,5} = \underline{\underline{10^7 \text{ m}^{-3}}}$$

Fig.13



Ferner wird auf die Skala der HF-Amplitude von $0,8 V_s$ $2,5 \times 10^6 m^{-1}$ eingetragen und für eine HF-Amplitude von $1,6$ $0,6 \times 10^6 m^{-1}$.

Es sei bereits an dieser Stelle bemerkt, daß der Oberwellenverstärker sehr empfindlich auf Sondenstromänderungen reagiert. Die wellige Linie in Figur 13 zeigt die Schwebung zwischen der Pulsfrequenz 60,5 Hz und der Magnetfeldfrequenz 50 Hz der Wechselstromheizung. Man erkennt hingegen, daß keine Änderung des elektrischen Potentials vorliegt, denn die glatte Linie darunter ist das Potential der virtuellen Kathode. (Die Absoluteichung der Elektronendichte ist auf etwa 10% genau.)

5.3 Dimensionierung des Elektronenstrahlsystems der Ionenquelle

Das in der Anordnung ringförmiger Elektroden mit in einer Ebene liegenden Ringspalten erzeugte Plasma hat wegen der in allen Richtungen nach außen gerichteten ambipolaren Diffusion auch in axialer Richtung eine größere Ausdehnung als die von der außenliegenden Ringkathode ausgehende konzentrische Elektronenstrahlung. Trotzdem kann aber ein relativ großer axialer Gradient der räumlichen Teilchendichte (Elektronen und Ionen) im Plasma erzielt werden, solange einerseits die ambipolare Diffusion durch niedrige Ionentemperaturen und andererseits der axiale Ionisierungsbereich, d.h. die axiale Ausdehnung der konzentrischen Elektronenstrahlung klein bleibt. Der radiale Gradient der räumlichen Teilchendichte im Plasma ist durch die mit etwa $1/r$ abnehmenden Stromdichten gegeben.

Im Hochvakuum ist die maximal erreichbare Elektronenstromdichte durch die Eigenraumladung begrenzt. Besonders bei der konvergenten Elektronenstrahlung in dem hier verwendeten konzentrischen Elektrodensystem können durch Eigenraumladung begrenzte Stromdichten leicht erreicht werden, zumal mit relativ langsamen Elektronen, wie sie zur maximalen Ionisierung günstig sind. Dabei können in der negativen Raumladung Potentiale entstehen, die dem Kathodenpotential gleich, d.h. gegenüber dem ohne Raumladungen an dieser Stelle herrschendem Potential erniedrigt sind. Die Elektronen können dann bereits vor dem Erreichen der Achse des Elektrodensystems reflektiert werden. Der Radius dieser "virtuellen" Kathode wächst, wenn die Stromdichte der konzentrischen Elektronenstrahlung größer oder das Potential der Plasmaanode kleiner wird [19]. Die Dichte einer so erzeugten Raumladung kann aber nicht größer sein als die Raumladung vor der Kathode, da der thermische Anteil der Elektronengeschwindigkeit sich auf dem Beschleunigungsweg nur vergrößern kann.

Im Plasma können im Vergleich zum Hochvakuum durch die große Reserve an positiven Ionen um Größenordnungen höhere negative Raumladungen kompensiert werden, so daß hier wesentlich höhere Elektronendichten bzw. negative Raumladungen erreicht werden können. Daher stellt die erst bei den hiernach möglichen, wesentlich größeren Ladungsträgerdichten im Plasma wirksam werdende Streuung der Elektronenstrahlung am abgeschirmten Coulombfeld der Ladungsträger im Plasma die obere Grenze der Plasmakonzentration dar.

Weil die Grenze der erreichbaren Elektronenstromdichte im Plasma höher ist als außerhalb des Plasmas, genügt es, gegenüber der raumladungskompensierten Elektronenstrahlung in der Plasmaanode nur die Elektronenstrahlung unter Berücksichtigung ihrer Eigenraumladung zwischen Ringkathode und dem Rand der Plasmaanode zu untersuchen. Aus der Aufgabe, große Elektronendichten im Plasma mit Hilfe der relativ kleinen Elektronendichten, wie sie außerhalb des Plasmas zu erzeugen sind, folgt zwangsläufig die Zweckmäßigkeit der Anwendung eines konzentrischen Elektronenstrahlers und der Erhöhung der Elektronengeschwindigkeit außerhalb des Plasmas.

Auf die Querschnittsabmessungen (bei verschiedenen Radien) der konzentrischen Elektronenstrahlung in axialer Richtung hat der Durchmesser der Ringkathode bei festgehaltenem Durchmesser der

Wehneltelektrode den größten Einfluß. Von ihm hängt nämlich die Sammelwirkung des Feldes zwischen der Kathodenemissionsfläche und dem Ringspalt der Wehneltelektrode, der "Immersionslinse", für die startenden Elektronen stark ab (siehe Fig. 14). Dabei ist zu berücksichtigen, daß die Elektronenstrahlung im Falle der Raumladungsbegrenzung von der vor der Kathode liegenden "virtuellen" Kathode aus startet. Diese liegt bei einigen Milliampere noch 0,1 mm vor der Kathodenoberfläche.

Der günstigste Kathodendurchmesser wurde zwecks nachträglicher Veränderung des Abstandes von der Wehneltelektrode mit einem auch nach dem Glühen noch verbiegbaren Tantal-Segment erprobt, welcher anstelle der Ringkathode eingebaut wurde. Seine Emissionsfläche betrug mit $0,8 \text{ mm}^2$ etwa $1/16$ der später eingebauten Ringkathode. Mit einem Innendurchmesser der Kathode von ~~20~~ mm und dem Durchmesser des Wehneltspalts von 20 mm (Fig. 14) konnte sowohl große Stromdichte - bei der hierfür erforderlichen hohen Strahlapertur - als auch ein genügend schmaler Strahlquerschnitt im Anodenspalt erreicht werden.

Beim ersten Aufbau des Elektronenstrahlsystems waren die Durchmesser aller Elektroden (bis auf den Kathodendurchmesser) vorgegeben, da mit einem Abstand von 1 mm aller Elektroden voneinander Nebentladungen vermieden werden sollten. Daher wurden zwecks Optimierung des Elektronenstrahlsystems nur die Spaltweiten der Elektroden variiert. Der Anodenspalt wurde auf Grund der Messungen mit 0,5 mm genau so klein wie der Spalt der Wehneltelektrode gewählt, weil damit das Potential im Anodenspalt auch bei Ionisierung wenig geändert wird und der Anodenverlust der konzentrischen Elektronenstrahlung noch genügend klein bleibt.

Die Breite der konzentrischen Elektronenstrahlung wurde mit einem anstelle der Plasmaanode eingebauten und in axialer Richtung verstellbaren Faraday-Becher gemessen. Der durch die Auffängerbohrung (0,2 mm $\varnothing$) gelangende Strom lieferte Profile der Strahlung am Rand der sonst eingebauten Plasmaanode, die in Fig. 15 dargestellt sind. Zu jedem Kathodenstrom wurde das Wehnelpotential variiert. Es zeigt sich, daß bei Erhöhung des Strahlstroms durch größere Anodenspannungen das gegenüber der Kathode negative Wehnelpotential noch negativer gewählt werden muß, wenn man gleiche axiale Ausdehnung der Elektronenstrahlung behalten will. Die dicken Punkte

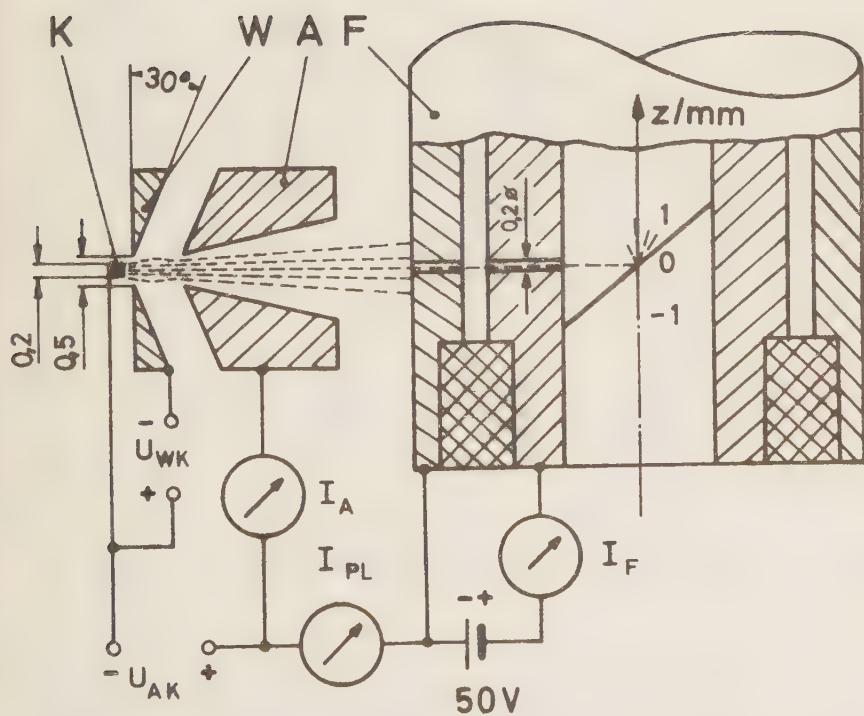


Fig.14: Schema zur Elektronenstrahljustierung

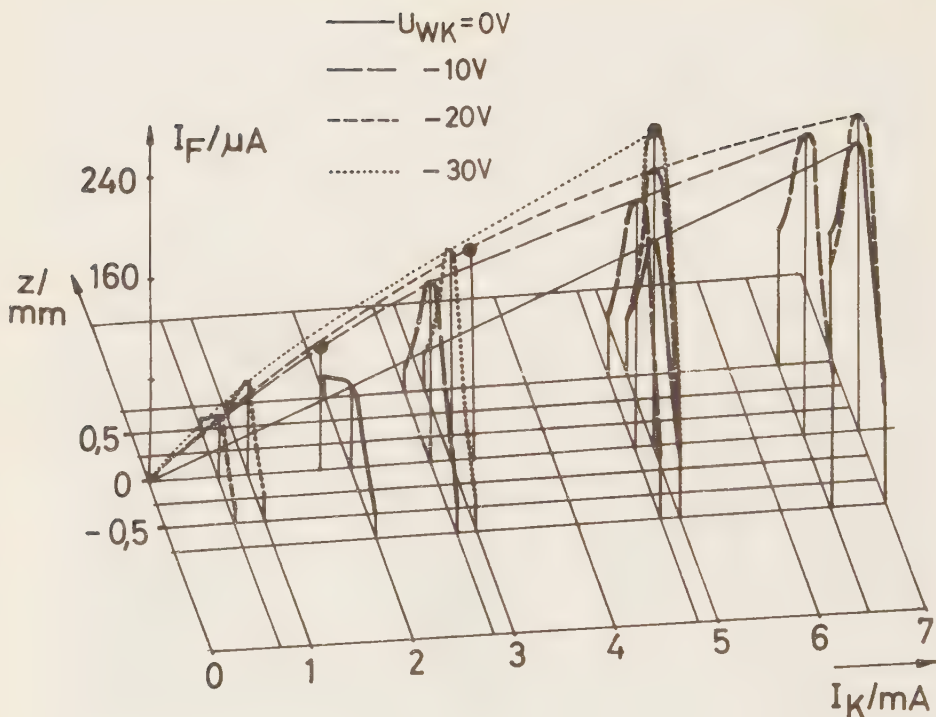


Fig. 15: Axiale Breite der primären Elektronenstrahlung

markieren die Arbeitspunkte mit voller Ringkathode, wenn die Wehnelt-Kathodenspannung automatisch über einen Kathodenwiderstand von $330\ \Omega$ erzeugt wird. Dieser hat die Funktion einer Gegenkopplung und wird zur Stabilisierung der Gasentladung eingesetzt.

Fig. 16 enthält die Hochvakuumkennlinien des Elektronenstrahlsystems der Ionenquelle. Der Plasmaanodenstrom I_{P1} wurde mit einer anstelle der Plasmaanode eingebauten gut wärmeleitenden Kupferanode ohne Ringspalt aufgefangen, weil der ganze, die Plasmaanode erreichende, und nicht nur der außerhalb des Spaltes auffallende Strahlstrom gemessen werden sollte. Diese Kupferanode war gegen die Anode um 50 V positiv, um einen Sekundäremissionsstrom auf die

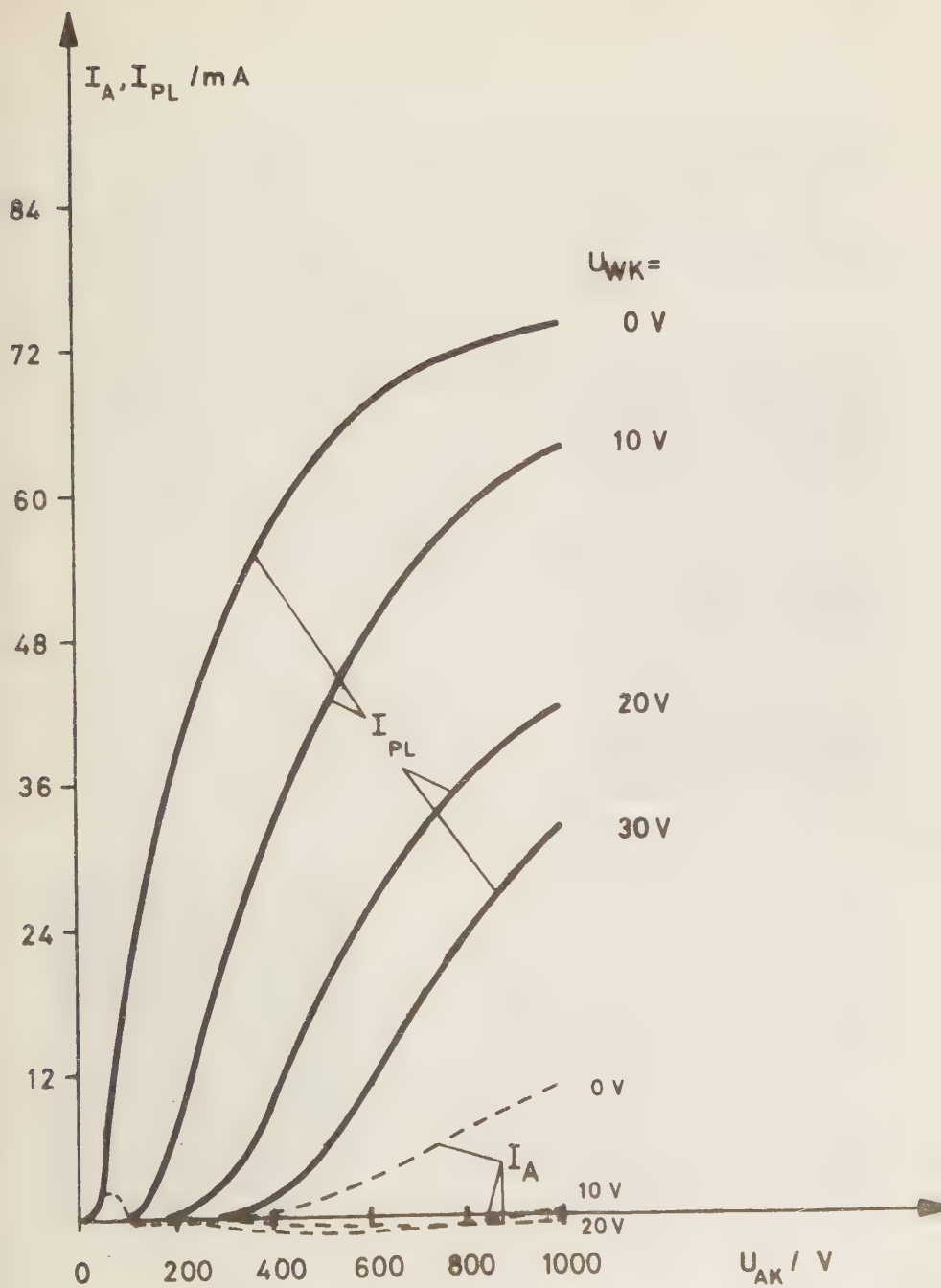


Fig.16: Hochvakuumkennlinien

Anode zu unterdrücken. Die Kennlinien zeigen ein auffallend verzögertes Einsetzen des Sättigungsstroms.

Es ist üblich, als Kenngröße für den Grad der Elektronenbündelung das Verhältnis von Anodenstrom zum Emissionsstrom anzugeben. Dieses ist nach Figur 16 mit 2,6% im ausgenützten Arbeitsbereich besonders niedrig, so daß die gestellte Aufgabe, den Elektronenstrahl möglichst verlustlos in das Plasma zu führen, erfüllt ist. Das Auftreten des kleinen Anodenstrommaximums bei kleinem Anoden- und Wehneltpotential gegen Kathode entspricht dem Verhalten der in diesem Falle weit vor der Kathodenoberfläche liegenden "virtuellen" Kathode. Der kleine negative Elektronenstrom auf die Anode erwies sich als unabhängig vom Hochvakuumdruck und ist daher durch Sekundäremission ($\gamma > 1$) im Anodenspalt erklärbar.

6. Messungen im Argonplasma, Diskussion der Ergebnisse

6.1 Verhalten primärer Elektronen im Plasma

Versuche mit dem Plasmaanalysator, die ganze Elektronenenergieverteilung des Plasmas aufzunehmen, zeigten, daß bereits bei relativ kleinen Drucken (z.B. 8×10^{-3} Torr) die Dichte der eingeschossenen (primären) Elektronen (Fig. 17 rechts) wesentlich kleiner ist als die der dem Plasma angehörenden langsameren Elektronen (Fig. 17 links). Bei höherem Gasdruck ist es daher nicht möglich, die ganze Energieverteilung ohne Übersteuerung durch den zum Teil um Zehnerpotenzen größeren Anteil der Plasmaelektronen aufzunehmen.

In Figur 17 entspricht Kurve a der Messung über einen Bereich des Sondenpotentials von 60 V und Kurve b der über einen solchen von 120 V. Aus der gemessenen Elektronendichte und der gegebenen Elektronengeschwindigkeit errechnet man leicht, daß der Primärstrahl ohne merkliche Streuverluste das Zentrum durchquert.

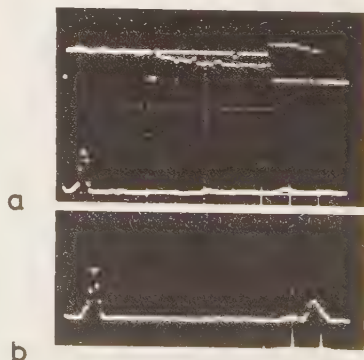


Fig.17

Geht man zu höheren Strahlströmen und einem höheren Potential der Plasmaanode von 300 V (Strahlspannung 300 V) über, dann gelingt es, die größere Dichte der Primärelektronen mit kleinerer Hochfrequenzamplitude zu messen und daher besser aufzulösen. Es zeigt sich bei einem Druck von 10^{-3} Torr eine Aufspaltung der ursprünglichen Maxwellverteilung der Elektronen (Fig. 18), die inmitten des Elektronenstrahls (Kurve b) offenbar merklich größer ist als in Randgebieten des Primärelektronenstrahls (Kurven a und c). Es liegt nahe, in diesem Ergebnis eine Bestätigung der theoretisch in Abschnitt 3 vorausgesagten Strahlinstabilität zu sehen. Folgende Untersuchungen stützen diese Annahme: Nach der früher in Figur 4 dargestellten Dispersionsbeziehung dieses Elektronenstrahlplasmas gibt es einen Bereich konvektiver Instabilität, d.h. ein Strahl kann aus dem Rauschspektrum des Plasmas Schwingungen anfachen, die dem gekennzeichneten Bereich entsprechen. Dividiert man die Elektronengeschwindigkeit 10^7 m sec $^{-1}$ (entsprechend $U_{Pl-K} = 300$ V) durch die der gemessenen Elektronendichte $g_{El} = 10^{15}$ m $^{-3}$ entsprechende tiefste Frequenz $\omega_{Elpl} = 0,3$ GHz, dann erhält man eine Wellenlänge von 3,3 cm. $\lambda/2$ entspricht dann dem Plasmadurchmesser, so daß einerseits die Randbedingung eines Wellenknotens an der Plasmabegrenzung erfüllt ist. Diese Welle kann nur angefacht werden, wenn andererseits der Anteil etwas schnellerer Elektronen größer ist als der Anteil etwas langsamerer Elektronen, welche etwa mit Phasengeschwindigkeit auf der Welle "mitreiten". Dies ist für einen Elektronenstrahl im Plasma immer gegeben. Von beiden ausge-

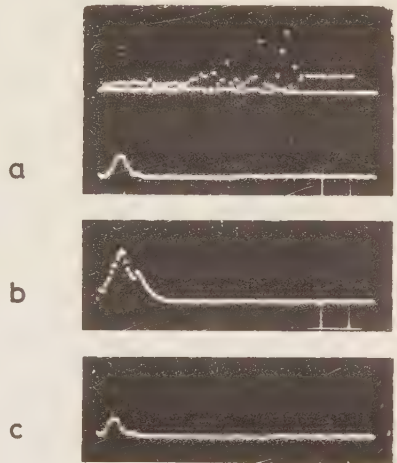


Fig. 18

prägen Maxima in Figur 18b gehört das linke zu den von der Welle mitgeführten langsameren Elektronen und das kleinere rechte Maximum zu den von der Welle nicht erfaßten, zu schnellen Elektronen. Man liest leicht die Amplitude der Welle ab, welche etwa $1/6$ der Elektronenenergiebreite von $0,24$ eV entspricht und daher $0,04$ V_s beträgt. Figur 18a zeigt die $0,5$ mm oberhalb der Strahlmitte mit gleichem Maßstab aufgenommene Energieverteilung, aus welcher die Existenz einer seitlich des Strahls auslaufenden Welle noch erkennbar ist. Diese unterliegt aber mit abnehmender Elektronendichte und daher größeren Debye-Länge einer stärkeren Landau-Dämpfung. Ein weiterer Hinweis für die Existenz von elektromagnetischen Schwingungen im Plasma ist die auffallend große Streuung der aus den zeitlich nacheinander gemessenen Werten errechneten Elektronendichte im Bereich des Strahls, welche sich im Rhythmus der Schwingungen örtlich und zeitlich ändert.

Die bisher diskutierten Energieverteilungen wurden im Triodenbetrieb aufgenommen, d.h. Anode und Plasmaanode hatten gleiches Potential. Beim nachfolgenden Tetrodenbetrieb betrug die Plasmaanodenspannung 300 V und die Anodenspannung 500 V gegen Kathode.

Fig. 19 zeigt die Energieverteilungen des im Tetrodenbetrieb in das Plasma eingeschossenen Elektronenstrahls mit zunehmendem Druck (a: 1×10^{-3} Torr, b: $1,2 \times 10^{-2}$ Torr und c: 2×10^{-2} Torr). Es ist eine mit dem Druck zunehmende Dämpfung der den Elektronenstrahl mitführenden Wellen aus den aufgezeichneten Elektronendichten $g_{el}(z)$ und den Energieverteilungen zu erkennen. Vermutlich trägt die mit der zunehmenden Trägerdichte im Plasma ebenfalls größere Anzahl mitschwingender

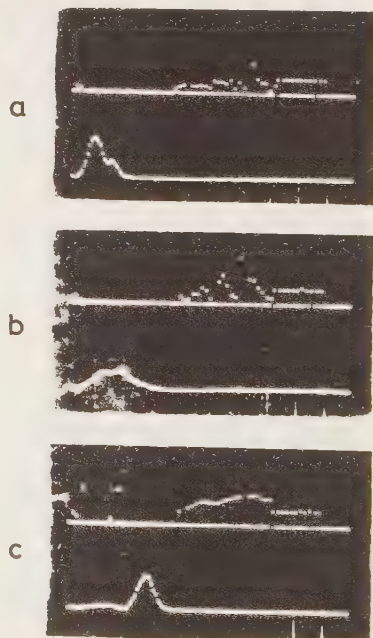


Fig. 19

Plasmaelektronen zur Dämpfung der Welle bei. Die Existenz von Plasmaschwingungen bei größerer Elektronendichte ist theoretisch jedenfalls nicht auszuschließen. Unter Beachtung der Ordinaten-Maßstäbe für $g_{E1}(z)$ und $g_{E1}(V_{So})$ in a: $2 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$, b und c: $1 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ sind bei Erhöhung des Druckes keine Streuverluste des Elektronenstrahls erkennbar. Das ist auch mit den errechneten Relaxationsstrecken nach der Theorie von Spitzer in Einklang zu bringen, die für diese Plasmen stets größer als 1 cm sind. Es ist im Gegenteil sogar eine Steigerung der Strahlstromdichte ekenknbar, was zwar im Widerspruch zur Streutheorie steht, aber auch im folgenden Abschnitt noch deutlicher bestätigt wird. Da - was gleichfalls gezeigt ist - Wellen im Plasma nicht die Ursache dafür sein können, muß z.B. die Raumladungskompensation des Strahls durch das Plasma Ursache dieses Effektes sein, bei dem die Strahlverbreiterung durch Eigenraumladung verschwindet. Dies wurde bei der Dimensionierung des Elektronenstrahlsystems bereits einkalkuliert.

6.2 Energieverteilung der Plasmaelektronen

Figur 20 zeigt fünf vollständige Diagrammbilder des Plasmaanalysators, die der Reihe nach (a bis e) mit zunehmendem Argondruck im Triodenbetrieb aufgenommen wurden. Die Elektronenenergieverteilung enthält jetzt, im Gegensatz zum vorigen Abschnitt, nicht die Primärelektronen, sondern nur die langsamen Plasmaelektronen. Die aus ihrer Elektronenenergieverteilung erhaltenen Potentialwerte

entsprechen jetzt nicht dem Kathodenpotential, sondern dem Plasmapotential. Der Druck p sowie die aus der Auswertung erhaltene maximale Dichte $g_{E1}(z)$ und Energiebreite $U_{E1}(1/e\text{-Breite})$ der Plasmaelektronen enthält Tabelle 1. Es sind keine Schwingungen der Plasmalektronen zu erkennen. Ein Vergleich aller Diagramme zeigt einerseits die räumliche

P/Torr	g_{E1}/m^{-3}	U_{E1}/V	
7×10^{-3}	$3,3 \times 10^{15}$	0,84	(a)
1×10^{-2}	$4,5 \times 10^{15}$	0,84	(b)
2×10^{-2}	$1,2 \times 10^{16}$	1,05	(c)
4×10^{-2}	$5,6 \times 10^{16}$	1,45	(d)
7×10^{-2}	$5,0 \times 10^{16}$	1,75	(e)

Tabelle 1

Dichteverteilung der Plasmaelektronen $\varrho_{El}(z)$ als Spur des Primärelektronenstrahls - analog der in einer Wilsonkammer. Danach endet der Elektronenstrahl bei niedrigen Drucken auf dem kegelförmigen unteren Teil der Plasmaanode und nimmt mit zunehmender Dichte des Plasmas seinen Weg geradeaus durch das Plasma, da dieses das äußere elektrische Feld abschirmt. Da die Elektronendichte bis 4×10^{-2} Torr schneller wächst als der Druck, muß auch die Anzahl der Elektronen wachsen, die das Plasma nach Reflexion an der gegenüberliegenden Kathodenseite mehrmals durchfliegen. Die aus der Dichteverteilung der Plasmaelektronen $\varrho_{El}(z)$ gewonnene Erkenntnis, daß sich im Innern des Plasmas infolge seiner Leitfähigkeit kein nennenswertes Gleichfeld aufrechterhalten läßt, wird durch den dem Verlauf der Ladungsträgerdichte im Plasma proportionalen Ionenstrom auf die Sonde (jeweils rechts oben in den Oszillogrammen) bestätigt.

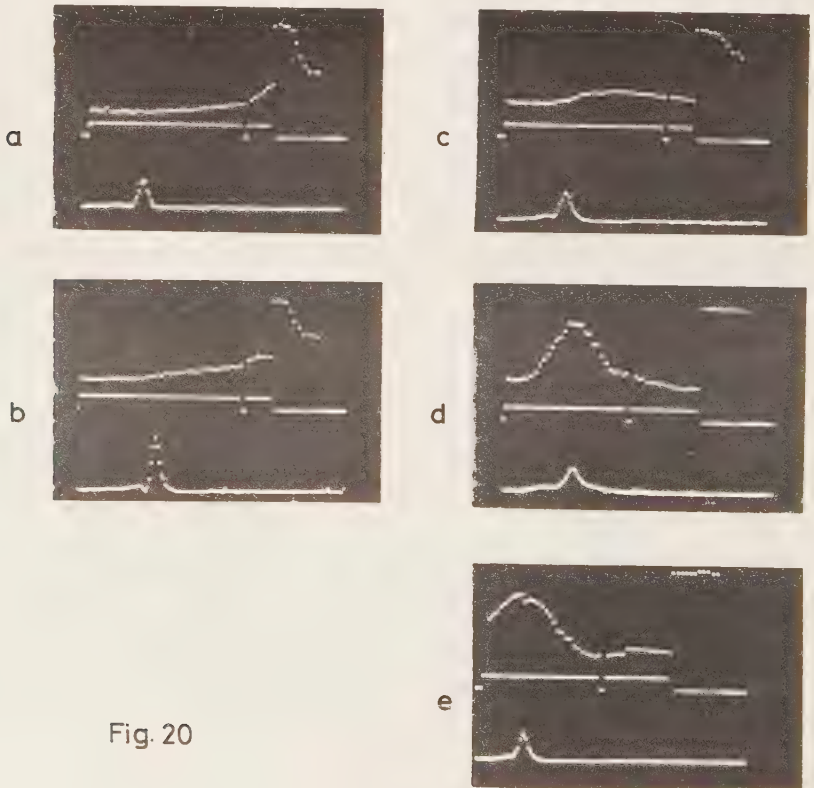


Fig. 20

Daraus ergibt sich, daß die Innenform der Plasmaanode bei höheren Drucken, wenn also hohe Stromdichten der Ionenemission erzeugt werden sollen, auf die konzentrische Strahlung primärer Elektronen keinen ungünstigen Einfluß hat. Es ist aber eine zunehmende Aufheizung der Plasmaelektronen zu registrieren. Das Plasmapotential ist über alle Orte im Plasma konstant und etwa 20 V negativer als das der Plasmaanode.

Im Tetrodenbetrieb ist eine deutliche Abnahme der Plasmaelektronendichte mit wachsender Anodenspannung U_{AK} zu erkennen. Bei der Aufnahme von Figur 21 war

$U_{PlK} = 100$ V und a: $U_{AK} = 300$ V,

b: $U_{AK} = 500$ V. Das Plasmapo-

tential ist dabei mindestens um

30 V positiver als das Potential der Plasmaanode (also umgekehrt

wie beim Triodenbetrieb). Dem

Plasma werden die langsamen,

der Rekombination fähigen Elek-

tronen entzogen, weil sie einer

Drift aus dem Plasma auf die

Anode unterliegen. Es sind auch

vereinzelt Energieverteilungen

aufgezeichnet worden, aus denen

eine Instabilität der Strömung

der Plasmaelektronen erkennbar

war. In allen Fällen des unter-

suchten Tetrodenbetriebes ist

eine größere Streuung der ge-

messenen Elektronendichte als

beim Triodenbetrieb zu erkennen, was bereits in den Oszillogrammen des Primärstrahls (Fig. 18, 19) Ausdruck der Instabilität von Elektronenströmungen war.

a



b

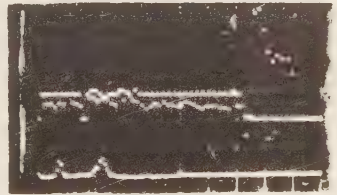


Fig.21

6.3 Anregungsquerschnitte und die Messung des Plasmapotentials

Ein besonders auffallendes Ergebnis ist, daß die aufgenommenen Energieverteilungen der Plasmaelektronen im Tetrodenbetrieb meistens aus zwei getrennten Anteilen bestehen, die zu verschiedenen Energiewerten gehören. Während außerhalb des Plasmazentrums oft

nur Maxwellverteilungen registriert werden, tritt in der Mitte des Plasmas - oft nur in einem Bereich von 0,3 mm - eine zweite Elektronengruppe im Energiespektrum auf. Da das Plasmapotential in diesen Fällen immer mindestens 30 V positiver ist als das Potential der Plasmaanode, können Sekundärelektronen von der Elektrodenwand nicht die Ursache sein. Die mittlere Energiedifferenz beider Gruppen beträgt meistens knapp 12 eV, wie in Fig. 21, welche dem metastabilen Niveau 11,5 eV und der Resonanz 11,6 eV von Argon entspricht. Vermutlich führt die Verarmung an langsamen Elektronen und die Erhöhung der Dichte schneller Strahlenelektronen zu einer besonders hohen Besetzungszahl des metastabilen Niveaus, welches bekanntlich eine große Lebensdauer (bis 1sec) hat und nicht durch Strahlung, sondern durch Energieabgabe an Elektronen in den Grundzustand übergeht [19]. Es konnte nicht die Aufgabe dieser Arbeit sein, diese Querschnitte eingehender zu studieren. Aber die nachgewiesene große Zahl solcher Stöße "zweiter Art" erklärt zum Teil die Aufheizung der Plasmaelektronen in der Tetrode. Außerdem hat die vom Ort im Plasma abhängige Elektronenenergieverteilung entscheidenden Einfluß auf die Bestimmung des Plasmapotentials. Die Elektronenenergieverteilung nach Figur 22 enthält neben einem großen Anteil etwas schnellerer Elektronen, die einer Drift unterliegen, einen kleinen Teil energieärmerer Elektronen, die Energie durch Anregung verloren haben. Da an vielen Orten im Plasma dieser Anteil unter die Nachweisgrenze sinkt, wird das Plasmapotential nur durch den Anteil der Drift-Elektronen, und daher falsch gemessen, was aus Figur 22 ebenfalls hervorgeht. Hier erhebt sich die Frage, ob die in neuerer Zeit mit Sonden untersuchten strömenden Plasmen durch Messung

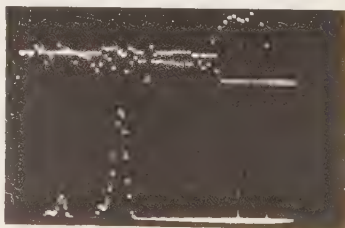


Fig. 22

des Plasmapotentials nach der Langmuir'schen Sondentheorie oder durch Messung von Elektronendichten mit Doppelsonden überhaupt richtig gemessen werden können.

6.4 Elektronenkanal im Tetrodenplasma

Das Ionenstromdiagramm oben rechts in Figur 22 zeigt eine Einsattelung inmitten des Plasmas. Ähnliches ist noch in Fig. 21 erkennbar und auch auf den meisten sonst aufgenommenen Diagrammen des Tetrodenplasmas. Hierfür gibt es folgende einfache Erklärung: Im Tetrodenbetrieb werden nicht nur Elektronen, sondern im Gegensatz zum Triodenbetrieb auch Ionen in Richtung auf das Plasmazentrum beschleunigt, deren wirkungsvollerer Impulsaustausch die Plasmaionen im Zentrum "aufheizt". Da die trägen Ionen das "Gerüst" des Plasmas darstellen (siehe besonders Figur 20), hat auch die Elektronendichte mit der Ionendichte im Zentrum des Plasmas ein ausgeprägtes Minimum. Die Leitfähigkeit des Plasmas verhindert das Entstehen größerer Raumladungen (siehe alle Oszillogramme). Nach der Theorie von Landau sind nun einerseits Plasmaschwingungen nur oberhalb der Langmuirfrequenz (ω_{El} in Figur 4) existent, die aber mit zunehmender Frequenz stark gedämpft werden. Daher liegen die Frequenzen der Elektronenschwingungen fast immer in der Nähe von ω_{El} . Andererseits gilt für die Dielektrizitätskonstante ϵ und den Brechungsindex N des Plasmas die Eccle'sche Beziehung

$$\epsilon = N^2 = 1 - \left(\frac{\omega_{El}}{\omega} \right)^2 \quad (21)$$

mit der Plasmafrequenz

$$\omega_{El} = \sqrt{\frac{g_{El} e^2}{\epsilon_0 m_{El}}} \quad (22)$$

Man erhält erstens die Aussage, daß die elektromagnetischen Wellen mit der zu dichteren Plasmen gehörenden Frequenz ω_{El} in dünneren Plasmen auslaufen können, da der Brechungsindex $N > 0$ reell ist. Zweitens aber wird der Brechungsindex für die zu dünnen Plasmen gehörenden Wellen niedrigerer Frequenz in dichteren Plasmen imaginär, d.h. die Wellen werden total reflektiert, welches z.B. die Ursache für die Reflexion von Kurzwellen in der Ionosphäre ist.

Im Tetrodenplasma werden daher die die Primärelektronenstrahlung mitführenden Wellen, welche die Frequenz des dünneren Plasmas im Zentrum haben, am dichteren Plasma seitlich des Strahls total reflektiert und ähnlich, wie bei der Glasfaseroptik, durch einen Plasmakanal geleitet. Hierdurch entsteht eine zusätzliche Querschnittskontraktion des Elektronenstrahls im Tetrodenplasma, verursacht durch im Elektronenstrahl mitgeführte Ionen.

Die jeweils im Zentrum zusammentreffenden Elektronen- und Ionenstrahlen entgegengesetzter Richtung sind nach Akhiezer [10] die Voraussetzung für eine absolute Instabilität. Der "Oszillator Plasma" ist also ein entdämpftes System, in dessen stehender Welle [24] Träger gleicher Ladung mit entgegengesetzter Flugrichtung beschleunigt werden können. Die Frequenzen der Elektronen- sowie der Ionenschwingungen sind stets so hoch (> 50 kHz), daß sie vom Plasmaanalysator nicht aufgelöst werden können. Eine indirekte Bestätigung hierfür ist aber jedenfalls die stets im Tetrodenbetrieb vorhandene Streuung der Werte $g_{E1}(z)$. Diese Schwingungen existieren auch bei Elektronendichten $g_{E1}(z) > 10^{16} \text{ m}^{-3}$, obwohl die berechneten Relaxationsstrecken dabei nur noch 0,1 mm - etwa 1/100 des Plasmadurchmessers - betragen, eine Strahlüberkreuzung also fast ausgeschlossen ist.

6.5 Energieanalyse des Ionenstrahls

Dem Vorteil einer Querschnittskontraktion der Strahlung durch Plasmawellen steht aber der Nachteil einer verstärkten Plasmaaufheizung gegenüber, welche die Energiebreite des abgesaugten Ionenstrahls vergrößern könnte. Daher wurden Ionenenergieanalysen ebenfalls mit dem Plasmaanalysator durchgeführt. Bei den bekannten Methoden der Gegenfeldenergieanalyse mittels elektrostatischer Filterlinsen sind ebenso wie bei der Langmuir'schen Sondenmessung Gegenfelder im Spiel. Die Filterlinsen haben aber den Nachteil, im Zentrum der mittleren Brems Elektrode große Raumladungen zu stauen, welche das bremsende elektrostatische Sattelpotential unkontrollierbar (abhängig von der Energieverteilung selbst) verändern können. Für Ionen ist die in den Weg des Strahls gestellte einfache Gegenfeldelektrode aus ebenem Blech, wie sie hier zur Messung der Energieverteilung benutzt wird, vorteilhafter, da

Sekundärelektronen nicht starten können, wenn diese Elektrode gegen die Umgebung positives Potential hat. Kontrollmessungen in Bereichen extremer ⁱⁿPlasmastabilität zeigten, daß die Energiebreiten ($1/e$ -Breiten) der Strahlionen stets kleiner als 2,5 eV sind. Eine Signalschwächung durch die hohe Differenzierfrequenz des Plasmaanalysators (300 kHz) ist nicht zu berücksichtigen, da die Ionenfrequenzen des Plasmas höher waren [18]. Einige Meßwerte enthält Figur 24.

6.6 Kennwerte des mit Argon betriebenen Ionenstrahlers im Tetrodenbetrieb

Bei den Untersuchungen des in der Ionenquelle erzeugten Plasmas wurden vorstehend Trioden- und Tetrodenbetrieb unterschieden, weil es besonders darauf ankam, die wesentlichen Unterschiede zwischen dem neuen Prinzip der Tetrodenentladung und dem - bis auf die Anordnung ringförmiger Elektroden - schon vorher bekannten Prinzip der Elektronenstoßionenquelle (Triode) [6] zu erkennen. Bei den nachstehend beschriebenen Untersuchungen arbeitet die Ionenquelle im Tetrodenbetrieb. Dabei hat die im Zentrum gelegene Plasmaanode ein kleineres Potential als die sie umgebende Ringanode. Das ohne Plasmadiagnostik zunächst nicht selbstverständliche Ergebnis war, daß dieser Tetrodenbetrieb einer Elektronenstrahlentladung Ionenemissionsströme ergab, die sogar größer waren als die durch Bogenionenquellen erzeugten, obwohl nach klassischer Einteilung die Bogenentladung zu den emissionsstärksten zählt [6]. Da das mit den umgebenden Elektroden im Ladungsträgeraustausch stehende Plasma selbst den Abzweigpunkt eines Spannungsteilers darstellt, hat das Plasma im Triodenbetrieb ein negativeres und im Tetrodenbetrieb ein positiveres Potential als die Plasmaanode. Außerdem ergibt sich durch die Plasmadiagnostik in Übereinstimmung mit den Messungen des Emissionsstromes der Ionenquelle, daß die räumliche Ausdehnung des Triodenplasmas in Richtung auf die Ionenemissionsöffnung unterdrückt wird, hingegen beim Tetrodenplasma unterstützt wird.

Umgekehrtes gilt für die radiale Ausdehnung des Plasmas in Richtung auf die Kathode, weshalb auch die Zündung selbständiger Entladungen im Tetrodenbetrieb verzögert wird. Entsprechend dem

Verlauf der Kurve für den Ionisierungsquerschnitt von Elektronen macht sich die Einstellung des Potentials der Plasmaanode bemerkbar, welches 0 bis 70 V höher als das der Kathode sein kann.

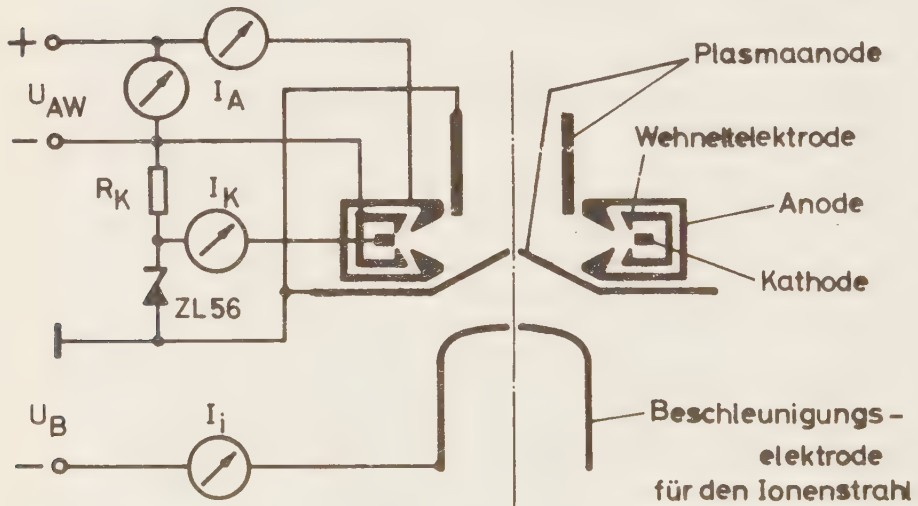


Fig. 23: Betriebsschaltung des Ionenstrahlers

In der Schaltung nach Figur 23, mit der die Kennlinien in Fig. 24 aufgenommen wurden, betrug die Spannung der Plasmaanode der verwendeten Zenerdiode zufolge 56 V gegen Kathode. Plasmaanoden- und Kathodenstrom erzeugen zusammen am Kathodenwiderstand $R_K = 330 \Omega$ automatisch ein negatives Wehneltpotential gegen Kathode. Da dieses beim Anstieg der Kathodenemission noch größer wird, wirkt es dem weiteren Anstieg entgegen. Der aus Figur 24 ersichtliche Zuwachs des Stromes I_{BI} abgesaugter und beschleunigter Ionen sowie des Anodenstroms I_A hat etwa exponentiellen

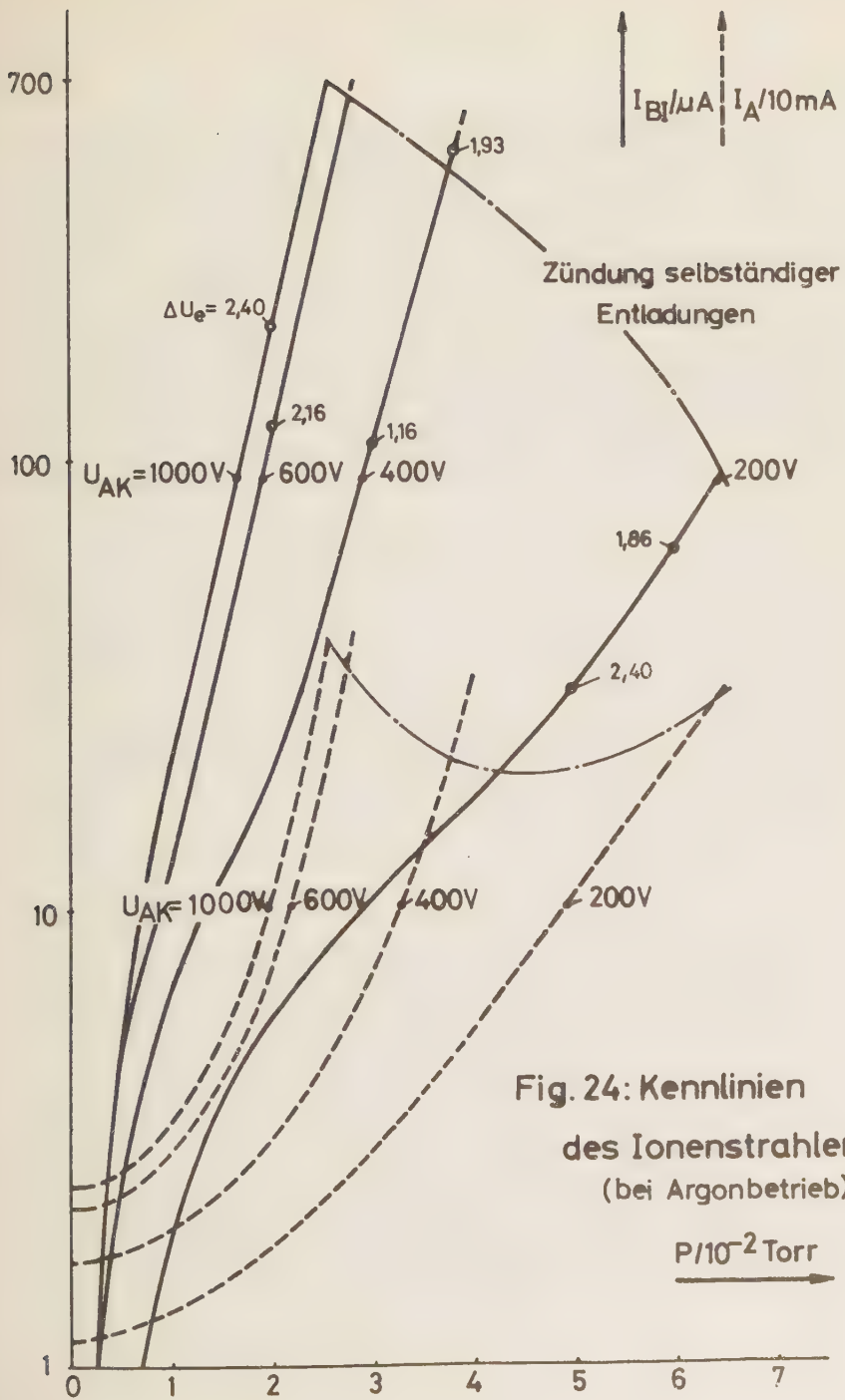


Fig. 24: Kennlinien
des Ionenstrahlers
(bei Argonbetrieb)

Verlauf über dem Entladungsdruck. Die nicht nur durch die Ionenstrahlanalyse, sondern auch durch die Plasmadiagnostik wider Erwarten nachgewiesenen kleinen Ionentemperaturen führen nur zu einer kleinen räumlichen Expansion des Plasmas. Diese ist durch nachgewiesene Querschnittskontraktion der Elektronenstrahlen im Plasma ebenfalls kleiner als erwartet. Der Verlauf von $I_{BI}(P)$ in Figur 24 zeigt daher besonders bei kleinen Anodenspannungen U_{AK} einen zunächst schwächer werdenden Anstieg $I_{BI}(P)$ wegen zunehmender Streuung der primären Elektronenstrahlung. Bei steigendem Druck wird dies aber wieder durch die Ausdehnung des Plasmas bis vor die Emissionsöffnung ausgeglichen. Die obere Begrenzung des Kennlinienverlaufs trägt der Erfahrung Rechnung, daß Druckschwankungen zur Zündung von selbständigen Entladungen führen können, bei denen die Anodenspannung U_{AK} auf etwa 120 V zusammenbricht. Der eingangs definierte erreichbare Ionenemissionsleitwert beträgt $Y_{Iem} = 7 \times 10^2 \text{ A/V}^{-1} \text{ m}^{-2}$ und ist damit etwa 1,5mal größer als der des Unoplasmatrons von v. Ardenne, einer Bogenionenquelle ohne magnetische Plasmaverdichtung, die auch bei der hier entwickelten Ionenquelle zusätzlich anwendbar wäre.

6.7 Kritik an der entwickelten Plasmadiagnostik mit gepulster Sonde und der entwickelten Ringkathode mit Verbesserungsvorschlägen

Die mit dem Plasmaanalysator durchgeführte Plasmadiagnostik mit Sonden ermöglichte zwar die Aufzeichnung von Energieverteilungen der Elektronen bis zur Breite von 300 eV. Interessant wäre aber auch die Ionenenergieverteilung inmitten des instabilen Plasmas, welche möglicherweise durch Extraktion der Ionen mittels Kanalsonden mit nachfolgender Sekundärelektronenvervielfachung aufgenommen werden könnte. Zur Aufnahme der Elektronenenergieverteilungen großer Energiebreite wurde die Sonde von einem genügend niedrigem Potential aus, bei dem nur der verhältnismäßig kleine Ionenstrom auf die Sonde fließt, gepulst. Bei der Aufnahme der Energieverteilung des Primärelektronenstrahls mußte aber das Sondenruhepotential zum Teil 300 V niedriger als das Plasmapotential sein. Bei Trägerdichten ab 10^{15} m^{-3} kam es daher zur Zündung von Bogenentladungen aus dem Plasma zur Sonde, welche

nicht nur die Sonde, sondern auch den die Sonde ansteuernden Leistungstransistor zerstörten. Hätte man das Prinzip der Plasma-diagnostik mit Doppelsonden verwendet, bei dem der Gesamtstrom der beiden entgegengesetzt vom floating-Potential aus gepulsten Sonden stets Null ist, dann hätte man nur etwas über die langsamsten Elektronen im Plasma erfahren. Die Messungen der Elektronendichte wären daher falsch. Als Lösung zur Diagnostik strömender Nichtgleichgewichtsplasmen bietet sich daher eine Kombination beider Prinzipien an: Danach könnte eine Einzelsonde vom floating-Potential aus, nicht (wie beim Betrieb von Doppelsonden üblich) über einen Transformator, sondern über einen Kondensator in Richtung positiverer und negativerer Potentiale über mehrere hundert Volt gepulst werden.

Für die Ionenquelle wurde eine Präzisionsringkathode entwickelt, weil die Entladung sowohl im Hochvakuum als auch im Feinvakuum untersucht werden sollte. Nachteilig ist aber die große Heizleistung der Kathode (160 W) und die kurze Lebensdauer, welche etwa 100 Stunden beträgt, obwohl im Tetrodenbetrieb der Ionenstrom auf die Kathode weitgehend unterdrückt wird. Sollte bei der Anwendung dieser Ionenquelle nur eine geringere Variation des Entladungsdruckes verlangt sein, dann empfiehlt es sich, die Wolframkathode durch eine ringförmige Penningentladung konstruktiv zu ersetzen. Auch dann ist der Ionenemissionsstrom von Null an bis zum Extremwert steuerbar.

7. Zusammenfassung

Obwohl bisher Ionenquellen mit steuerbarer ionisierender Elektronenstrahlung zu den emissionschwächsten und Bogenionenquellen zu den emissionsstärksten zählten, war es möglich, mit ersteren mindestens genau so dichte Plasmen zu erzeugen wie mit den letztgenannten. Als Ergebnis folgt daraus die für moderne Anwendungen vorteilhafte Kombination eines emissionsstarken Ionenstrahlers, der trotzdem steuer- und regelbar ist. Die Elektronenstrahlung wurde in einer koaxialen Anordnung ringförmiger Elektroden, deren Ringspalte in einer Ebene lagen, von der außenliegenden Ringkathode auf das gemeinsame Zentrum konzentriert. In diesem Zentrum bildete sich ein dichtes Plasma

ohne Zündung stromstarker stabiler Niedervoltentladungen. Der Trägerverlust durch ambipolare Diffusion aus dem Plasma wurde nicht durch die bekannte Methode einer magnetischen Halterung, sondern durch eine elektrostatische Halterung unterdrückt. Dazu wurde die radiale Ladungsträgerströmung an einem das Plasma umgebenden positiveren Potentialwall aufgespalten, an dem die Ionen in das Plasma zurückgespiegelt wurden, während die Elektronen erst wieder an der Kathode reflektiert wurden. Da die Strömung von Elektronen und Ionen in der Ionenquelle nicht kugelmittelpunktig, sondern nur zylindermittelpunktig sein konnte, mußte für eine möglichst geringe Streuung der Elektronen- und Ionenstrahlen im Plasma gesorgt werden. Es wurde ein Meßgerät zur kurzzeitigen und automatischen Sondendiagnostik entwickelt, mit welchem das Plasma sowohl radial als auch axial analysiert wurde. Als wichtigstes Ergebnis ist ein ausgeprägtes Dichteminimum auf der Achse zu nennen, welches in der Ebene der Elektrodenspalte liegt. Es wird vermutlich durch den Ionenstrahl erzeugt, welcher einen Kanal für die Elektronenstrahlung schafft, die auf einer totalreflektierten Plasmawelle geführt und deren Querschnitt im Plasma kontrahiert wird. Wegen der geringen axialen Breite der ionisierenden Elektronenstrahlung ist die Trägerquelle des Plasmas und damit auch das Plasma selbst räumlich klein. Mit Hilfe der Plasmadiagnostik und auch der Energieanalyse des aus dem Plasma abgesaugten Ionenstrahls, wozu der Plasmaanalysator ebenfalls eingesetzt wurde, konnte gezeigt werden, daß die Aufheizung der Plasmaionen lokal begrenzt ist. Die Energiebreite der abgesaugten Ionen ist nie größer als 2,5 eV, so daß sich hohe Emissionsleitwerte und daher hohe Richtstrahlwerte ergeben.

Literaturverzeichnis

- 1 Knoll, M. u. E. Ruska
Ann. d. Phys. 12 (1932), 607-661
- 2 Ewald u. Hintenberger
Methoden und Anwendung der Massenspektrographie
Verlag Chemie GmbH., Weinheim/Bergstraße (1953)
- 3 Scientific American, New York, April 1973
- 4 Behlke, Seifert, Drost, Stieglitz
Exp. Techn. Ph. 16 (1968) 300
- 5 Ruska, E.
Z.f.Phys. 87 (1934)
s.a. v. Borries u. Ruska Z.f.Phys. 20 (1939) 225
- 6 v. Ardenne
Tabellen zur angewandten Physik
VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1962
- 7 Ruska, E.
Z.f. Phys. 83 (1933)
- 8 Spitzer, Jr. L.
Physics of Fully Ionized Gases
Interscience Publ. New York 1962
- 9 Vedenov, A.A.
Theory of Turbulent Plasma
American Elsevier Publ., New York 1968
- 10 Akhiezer, A.I.
Collective Oscillations in Plasma
The M.I.T. Press Cambridge 1967
- 11 Langmuir, I. u. Mott-Smith, H.M.
Gen. El. Rev. 27 (1924) 449
- 12 Wagner u. Wiesemann
Z. angew. Phys. 16 (1963/64) 230
- 13 Nölle
Ann. Phys. 18 (1956) 328

- 14 Druyvesteyn
Z. Phys. 64 (1930) 790
- 15 Behlke, Seifert, Drost, Stieglitz
Exp. Techn. Phys. 16 (1968) 300
- 16 Johnson, E.O. and Malter, L.
Phys. Rev. 76 (1949), 1411
- 17 Metz, S.
Dissertation Stuttgart (1970)
- 18 Waymouth, J.F.
J. Appl. Phys. 37 (1966) 4492
- 19 Ollendorff, F.
Elektronik freier Raumladungen
Springer-Verlag, Wien (1957)
- 20 Spenke, E.
Z.f. Physik 127 (1950) 221
- 21 Bakay, A.S.
Radio Engineering and Electronic Physics 16,3 (1971) 1526

Verzeichnis der Abbildungen

Fig. 1:	Prinzip der konzentrischen Entladung mit radialem Potentialverlauf	5
Fig. 2:	Ionenstrahler (schematisch)	9
Fig. 3:	Ringkathode	10
Fig. 4:	Dispersionskurve für $v_{Elst} > v_{Elpl}$ mit Spektrum $\Delta \omega$ konvektiver Instabilität	17
Fig. 5:	Schematische Darstellung des Sondenstroms I_{So} , von dI_{So}/dV_{So} , d^2I_{So}/dV_{So}^2 und der Elektronenenergieverteilung d^2I_{So}/dV_{So}^2 als Funktion des Sondenpotentials V_{So}	28
Fig. 6:	Zeitlicher Vergleich der schrittweisen Sonden-Vor- und -Rückbewegung mit dem Ablauf der Sondenmessungen	29
Fig. 7:	Programm zur Gewinnung der Elektronen- Kenngrößen	31
Fig. 8:	Prinzip des Plasmaanalysators	32
Fig. 9:	Verwendete Sonden	34
Fig. 10:	Darstellung von $\rho_{El} > 1,5 \cdot 10^4 T_{El}^2 F_{So}/Vol_{Pl}$ (nach Berechnungen von Waymouth [18])	36
Fig. 11:	Diagrammschema des Plasmas	38
Fig. 12:	Langmuir-Kennlinie einer Raumladung	41
Fig. 13:	Oszillogramm einer Raumladung	42
Fig. 14:	Schema zur Elektronenstrahljustierung	45
Fig. 15:	Axiale Profile primärer Elektronenstrahlung	46

Fig. 16:	Hochvakuumkennlinien	47
Fig. 17:	Oszillogramme von dünnen Nichtgleichgewichtsplasmen	48
Fig. 18:	Oszillogramme primärer Elektronenstrahlung bei verschiedenen axialen Lagen der Sonde	49
Fig. 19:	Oszillogramme primärer Elektronenstrahlung bei verschiedenen Entladungsdrucken	50
Fig. 20:	Oszillogramme vom Plasma im Triodenbetrieb	52
Fig. 21:	Oszillogramme vom Plasma im Tetrodenbetrieb	53
Fig. 22:	Oszillogramme vom Plasma im Tetrodenbetrieb zur Diskussion fehlerhafter Sondenmessungen	54
Fig. 23:	Betriebsschaltung des Ionenstrahlers	58
Fig. 24:	Kennlinien des Ionenstrahlers bei Argonbetrieb	59
Bild 1:	Gesamtansicht des Versuchsaufbaus	8
Bild 2:	Teilansicht des Versuchsaufbaus	27

Die vorliegende Arbeit wurde im Institut für Elektronenmikroskopie am Fritz-Haber-Institut der Max-Planck-Gesellschaft, Berlin-Dahlem, unter Anleitung von Prof. Dr. E. Ruska angefertigt.

Für die Möglichkeit, diese Arbeit in seinem Institut auszuführen, sowie für die stetige Förderung der Arbeit durch Anregungen und zahlreiche klärende Diskussionen möchte ich Herrn Prof. Dr. E. Ruska meinen Dank aussprechen.

Ebenso danke ich Frau Dr. K. Müller für laufende hilfreiche Unterstützung und Diskussionen, Herrn Prof. E. Schmidt für sein besonderes Interesse, klärende Diskussionen und Anregungen; Herrn Dr. P. Denzer danke ich für Beratungen auf dem Gebiet der modernen digitalen Elektronik, Herrn Wortmann für seine hilfreiche Mitwirkung bei der Lösung wärmetechnisch schwieriger Probleme sowie Herrn Reimers für den Bau der Feinmechanik zum Betrieb von Mikrosonden.

Der Max-Planck-Gesellschaft bin ich für die Gewährung eines Stipendiums zu Dank verpflichtet.

Lebenslauf - Bildungsgang

Am 27.8.1935 wurde ich als Sohn des Ingenieurs Hans Woköck und seiner Ehefrau Elfriede, geb. Meyer, in Königsberg (Pr.) geboren. Ab 1941 besuchte ich in meiner Heimatstadt zunächst zwei Jahre die Volksschule in Quednau, nach Umwandlung dieser Schule in ein Lazarett ein weiteres Jahr die Ottokar-Schule in Maurenhof. 1945 gelang meiner Mutter mit meinen beiden jüngeren Schwestern und mir die Flucht aus dem eingeschlossenen Königsberg nach Palmnicken an der Samlandküste, wo ich unter sowjetischer Besatzung bei Prof. Lehnert ein halbes Jahr (bis zu seinem Tode) Privatunterricht erhielt. Erst nach der Ausweisung im Jahre 1947 konnte ich in Miersdorf Kr. Königs-wusterhausen meine Schulausbildung fortsetzen. Den anschließenden zweijährigen Besuch der Oberschule in Eichwalde bei Berlin ermöglichte ich mir durch Arbeit in der Elektroindustrie. 1953 flüchtete ich nach Westdeutschland, wo ich im Internat Odenwaldschule Oberhambach freie Aufnahme zum Besuch der 12. und 13. Klasse fand und 1955 das Abitur ablegte. Anschließend arbeitete ich in verschiedenen Labors der Firma Siemens, um meinen Lebensunterhalt zu verdienen und meine inzwischen nach Westberlin geflohene Mutter zu unterstützen. Mein Vater ist 1945 in der Gefangenschaft gestorben. Erst 1958 konnte ich dann an der Technischen Universität Berlin das Studium der Elektrotechnik aufnehmen. Nach fünf Semestern wechselte ich über zur Fachrichtung Physik an der Freien Universität Berlin, an der ich 1965 das Vordiplom und 1969 die Diplomhauptprüfung ablegte. Meine Lehrer waren: die Professoren Mohr, Szabó, Cornelius an der TU; Honerjäger, Grawert, Penzlin, Dinghas, Ringel und Jahr an der FU sowie Prof. Ruska, Direktor des Instituts für Elektronenmikroskopie am Fritz-Haber-Institut der Max-Planck-Gesellschaft, an dem ich meine Diplomarbeit und die vorliegende Arbeit anfertigte.



